

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

CONTRÔLE DU RETOUR DE FLAMME DANS LE PRÉMÉLANGEUR DES
TURBINES À GAZ

PHILIPPE VERSAILLES

DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE MÉCANIQUE)

DÉCEMBRE 2010

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

CONTRÔLE DU RETOUR DE FLAMME DANS LE PRÉMÉLANGEUR DES
TURBINES À GAZ

Présenté par : VERSAILLES Philippe

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. DETUNCQ Bruno, M.Ing., président

M. VO Huu Duc, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. CHISHTY Wajid Ali, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. VÉTEL Jérôme, Ph.D., membre

DÉDICACE

À vous, Cécile Lanoue, Bernard Breault et Bernard Versailles,

grands-parents qui êtes partis trop tôt

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de recherche Pr. Huu Duc Vo pour la confiance qu'il a portée envers moi, la qualité des projets qu'il m'a proposés, ainsi que nos nombreuses et intéressantes discussions au cours des 5 dernières années. Je remercie aussi mon codirecteur de recherche Dr. Wajid Ali Chishty pour son aide, ses nombreux conseils et sa supervision proactive tout au long du projet. Merci pareillement aux professeurs Bruno Detuncq et Jérôme Vétel, président et membre du jury respectivement, pour avoir accepté de siéger sur le jury d'examen et pour l'intérêt qu'ils ont porté au projet.

J'exprime aussi toute ma gratitude envers les employés du Conseil national de recherches Canada à Ottawa, en particulier à Michael J. Player pour sa contribution soutenue et journalière au projet. Je réitère qu'il est bien plus qu'un machiniste, attribut par lequel il se qualifie souvent lui-même. Aussi, je remercie Derek Winfield, David Carey et Wayne Boland pour leur assistance dans la fabrication du montage expérimental, ainsi que Dr. Ian Campbell pour ses avis pertinents.

Je souhaite aussi remercier mes parents, Chantal Breault et André Versailles, ainsi que mon frère Hugo Versailles pour leur appui tout au long de mes études. En m'inculquant cette valeur qu'est la persévérance, et en m'apprenant à toujours viser les plus hautes cibles, ils ont en grande partie modelé la personne que je suis. Un merci tout spécial aussi à ma conjointe Véronique Massicotte pour son soutien et sa compréhension au cours des deux dernières années. Le fait que j'aie dû habiter dans la ville d'Ottawa à temps partiel pendant 8 mois et que j'aie eu à faire tous mes cours de maîtrise en seulement deux sessions a certainement fait de moi un conjoint plutôt absent et indisponible. Je salue aussi mes amis Xiaofei Xu et Sébastien Lemire pour leur aide dans des phases différentes du projet.

Je suis grandement reconnaissant de la contribution du Conseil national de recherches Canada, et du Conseil de recherches en sciences naturelles et en génie du Canada par le biais d'une Bourse d'études supérieures (ES).

RÉSUMÉ

Ces dernières années, plusieurs recherches ont porté sur l'étude du potentiel des chambres de combustion prémélangées opérant avec des mélanges pauvres à réduire les émissions d'oxydes d'azote (NO_x) en comparaison aux chambres de combustion avec flamme de diffusion largement utilisées dans les domaines du transport et industriel. Toutefois, le fait que les carburants et le comburant soient mélangés en amont de la zone de réaction rend les chambres de combustion prémélangées sujettes à la propagation de la flamme dans le prémélangeur qui n'est généralement pas conçu pour soutenir de hautes températures. De plus, un intérêt grandissant est porté par l'industrie vers les turbines à gaz pouvant fonctionner avec une multitude de carburants, dont ceux contenant de l'hydrogène, ainsi qu'avec du gaz naturel provenant de différentes sources. Cependant, une chambre de combustion qui est originalement conçue pour opérer avec un carburant à cinétique lente, comme le gaz naturel, peut souffrir de certains problèmes d'opération, particulièrement le retour de flamme, lorsqu'opérée avec un carburant à cinétique rapide, par exemple l'hydrogène. Il y a donc un besoin réel pour un système de contrôle du retour de flamme qui préviendra d'onéreux dommages à la chambre de combustion et agrandira la plage d'opération des turbines à gaz.

Le retour de flamme est défini comme la propagation de la flamme à partir de la chambre de combustion au travers du prémélangeur se traduisant par une importante génération de chaleur dans cette partie du réacteur. Des recherches antérieures ont montré qu'il se produit si la vitesse locale de l'écoulement est inférieure à la vitesse de flamme. Il semble donc possible qu'en modifiant de façon judicieuse l'écoulement dans le prémélangeur à l'aide de dispositifs comme les décharges à barrière diélectrique (DBD) on puisse y prévenir le retour de flamme. Les DBD, aussi connues sous le nom d'actionneur plasma, sont des appareils électrofluidiques comprenant deux électrodes placées de façon asymétrique de part et d'autre d'un matériau isolant (diélectrique). Lorsqu'une tension alternative de haute fréquence et de plusieurs kilovolts est appliquée entre les électrodes, l'air dans leur voisinage est partiellement ionisé ce qui génère du plasma. En raison de la présence du champ électrique, les particules chargées dans cette mince région sont accélérées et transfèrent leur quantité de mouvement aux molécules neutres avoisinantes par des collisions entraînant une accélération nette de l'écoulement près de la surface

(jet ionique). Contrairement aux méthodes classiques de contrôle d'écoulements, l'actionnement plasma n'introduit pas de masse additionnelle dans le système. En effet, la quantité de mouvement n'est augmentée que par l'accélération du fluide causée par la force volumique induite par la DBD.

Dans le présent projet de recherche, une DBD de faible puissance a été conçue, fabriquée et intégrée dans un prémélangeur fait de quartz. L'actionneur plasma était ajusté afin de produire un jet ionique de basse vitesse, en sens contraire à la propagation en amont de la flamme, avec l'intention de modifier l'écoulement dans le prémélangeur installé sur le banc d'essai de combustion atmosphérique du Laboratoire des turbines à gaz de l'Institut de recherche aérospatiale au Conseil national de recherches Canada à Ottawa. Deux chambres de combustion différentes ont été installées en aval du prémélangeur pour favoriser deux types de retour de flamme différents. La première ayant un diamètre environ deux fois supérieur à celui du prémélangeur permettait la formation d'une zone de recirculation toroïdale en aval du plan de décharge. Quant à la deuxième, son diamètre était 6 % plus grand que celui de la section de prémélange. Les conditions de retour de flamme et de détachement/soufflage ont été obtenues en réduisant et augmentant respectivement le débit d'air et en gardant celui du carburant constant.

Pour la première chambre de combustion, il a été montré que le retour de flamme se produit le long de l'axe du prémélangeur cylindrique. Les résultats démontrent que la DBD retarde l'apparition du retour de flamme vers de plus grandes richesses. Des améliorations d'environ 5 % ont été obtenues, et cela, sans influencer sur la limite de soufflage de la flamme. Comme elle se propage à de plus grandes richesses, cela signifie que la DBD permet d'opérer la chambre de combustion avec des mélanges ayant une vitesse de flamme plus élevée, dans ce cas-ci supérieure de 9,8 % relativement aux cas sans actionnement plasma. Aux plus petits débits de carburant étudiés, une tension réduite appliquée à l'actionneur était nécessaire pour améliorer la limite sous l'effet de la DBD. Autrement, il a été montré que l'actionneur plasma favorise la propagation de la flamme, qui se produit donc à de plus petites richesses en comparaison aux cas non actionnés.

Des mesures de vitesses faites à l'aide d'un anémomètre à fil chaud ont indiqué que la DBD modifie l'écoulement en redirigeant une partie de la masse passant près de l'axe vers la paroi où elle est installée. L'effet est une accélération de l'écoulement près du mur qui provoque une augmentation du gradient de vitesse. Cet accroissement du gradient a pour effet de modifier le mécanisme de stabilisation de la flamme. En effet, sans actionnement plasma elle est stabilisée sur le plan de décharge, alors que lors de la mise en marche de la DBD, elle s'assoit sur le vortex toroïdal situé près du plan d'expansion dont la puissance est accrue par la plus grande vitesse près de la paroi du prémélangeur.

Dans la deuxième chambre de combustion, des photographies obtenues à l'aide d'une caméra haute vitesse ont montré que la flamme se propage dans la couche limite. On sait que ce type de propagation peut être empêché en augmentant le gradient de vitesse à la paroi du prémélangeur. On a observé une fois de plus à l'aide des mesures d'anémométrie à fil chaud qu'il s'agit d'un des effets de la DBD sur l'écoulement. Ainsi, dans le meilleur des cas, on a prouvé que l'actionnement plasma permet de repousser la limite du retour de flamme de 14,3 % en terme de richesse, ce qui se traduit par une chambre de combustion pouvant brûler un mélange combustible ayant une vitesse de flamme 43 % supérieure. De plus, pour un débit de gaz naturel donné, l'effet d'ajouter de l'hydrogène dans le carburant est de favoriser le retour de flamme. Il se produit donc à de plus basses richesses, ce qui signifie qu'un plus grand débit massique d'air passe dans le prémélangeur réduisant ainsi l'effet relatif de la DBD sur l'écoulement. Toutefois, même dans ces conditions, on a pu montrer que l'actionnement plasma repousse la limite du retour de flamme d'environ 3,5 % en terme de richesse.

Dans les deux configurations étudiées, le détachement de la flamme est favorisé par l'application de la DBD. Cependant, l'objectif du projet est d'agrandir la plage d'opérabilité du réacteur en améliorant la limite du retour de flamme. Il n'y a donc aucune justification pour la mise en marche de l'actionneur plasma près de la limite de détachement de la flamme.

Mots-clés : Actionneur plasma, décharge à barrière diélectrique, détachement, gaz naturel, hydrogène, mécanismes de stabilisation, retour de flamme, soufflage.

ABSTRACT

In recent years, many studies have demonstrated the potential of lean-premixed (LP) combustors in reducing NO_x emissions in comparison to diffusion-type combustors operating at higher flame temperatures. However, since the fuels and oxidizers are mixed upstream of the combustion zone, LP-type combustors are prone to upstream flame propagation (i.e., flashback) in the premixer, which is not typically designed to sustain high temperatures. Moreover, there is a recent demand for fuel-flexible gas turbines that can operate on hydrogen-enriched fuels such as Syngas and with natural gas from various supplies. Combustors originally designed for slower kinetics fuels like natural gas can potentially encounter flashback if operated with faster burning fuels like those containing hydrogen as a constituent. Hence, there exists a clear need in fuel-flexible lean-premixed combustors to control flashback that will not only prevent costly components damage but will also enhance the operability margin of engines.

Flashback is defined as the propagation of the flame, from the combustion chamber into the premixer, causing a significant heat release in this section of the combustor. It occurs if the local flow velocity is lower than the flame speed. Hence it seems possible to prevent flashback by properly modifying the flow field in the premixer with flow control devices as Dielectric Barrier Discharges (DBD). DBD actuators, also known as plasma actuators, are electro-fluidic devices comprising two offset electrodes placed on each side of a dielectric (insulating) material. When a high-frequency AC electric signal of several kilovolts is applied to the electrodes, the gas in their vicinity gets partially ionized generating plasma. Due to the electric field, the charged particles in this thin region are accelerated and they transfer their kinetic energy via collisions to the neutral gas molecules around them resulting in a net flow acceleration near the surface (ionic wind). In opposition to other flow control devices, DBD do not involve the introduction of additional fluid flow. The momentum is only increased through the rise of flow velocity induced by the body force imparted on the fluid by the plasma actuator.

In the present research, a low-power DBD actuator was designed, fabricated and integrated into a premixer made out of quartz. The actuator was tuned to produce a low magnitude ionic wind in the downstream direction in order to modify the velocity profile in the

premixer installed on the atmospheric combustion rig of the Gas Turbine Laboratory of the Institute for Aerospace Research at the National Research Council Canada. Two different combustion chambers have been installed downstream of the premixer to favour two different types of flame flashback. The first one is characterized by its diameter approximately two times larger than the premixer, thus allowing the formation of corner recirculation zones close from the dump plane. On the other hand, the second combustion chamber has a diameter 6 % larger than the premixer. In both cases, flashback and liftoff/blowout conditions were created by respectively decreasing and increasing the air flow rate while keeping the fuel flow rate constant.

For the first combustion chamber upstream flame propagation occurred along the axis of the cylindrical premixer. Results show that the utilization of the DBD delays the occurrence of flashback to higher equivalence ratios. Improvements as high as about 5% of the flashback limit have been obtained without compromising on the blowout limit. The fact that the flame propagates at higher equivalence ratio also means that the DBD allows handling mixture with higher flame speed, in this case 9.8 % larger than for the non-actuated case. At lower flow rates, a smaller excitation voltage was required to achieve the benefit of applying DBD. Otherwise the DBD was found to favour the occurrence of flashback at much lower equivalence ratios.

Velocity measurements made with a Constant Temperature Anemometer (CTA) have shown that the DBD modifies the velocity profile by displacing flow from the centerline towards the wall of the premixer. Thus, it accelerates the flow in this region, which in turn induces a rise of the flow velocity gradient at the wall. This increased gradient modifies the flame anchoring mechanism. Without DBD, the steady burning flame is attached to the burner rim (dump plane). As the plasma actuator is turned on, it stabilizes on the corner recirculation zones at the expansion plane that are made stronger due to the higher velocity close from the premixer wall. In the present configuration, the application of the DBD was found not to affect the blowout limits of the combustor.

In the second combustion chamber, high-speed camera recordings have shown that the flame propagates through the boundary layer. It is known from theory that this type of flashback

can be avoided by raising the velocity gradient at the wall. As observed through CTA measurements, this is an effect among others that the plasma actuator has on the flow field. That way, the DBD has been shown to improve the flashback limit of methane-air mixtures by up to 14.3% in terms of equivalence ratios, which for the studied conditions means that flame speeds 43 % higher can be handled as the DBD actuator is turned on. In addition, for a constant natural gas flow rate, it has been shown that hydrogen addition in the fuel mixture promotes flashback and brings the limit to lower equivalence ratios. Even though in these conditions the air flow rate through the combustor is significantly higher and thus reducing the relative effect of the actuator, improvements of the order of 3.5 of the flashback limit have been achieved.

In both experimental setups, the flame detachment is favoured by the application of the plasma actuator. However, the objective of the present study is to enhance the flashback limit. Hence, there is no point in operating the DBD actuator in conditions close from the flame detachment limit.

Keywords: Blowout, DBD (plasma) actuators, flashback, hydrogen, liftoff, natural gas, stabilization mechanisms.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE.....	III
REMERCIEMENTS	IV
RÉSUMÉ.....	V
ABSTRACT	VIII
TABLE DES MATIÈRES	XI
LISTE DES TABLEAUX.....	XIII
LISTE DES FIGURES	XIV
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	XVII
LISTE DES ANNEXES	XIX
CHAPITRE 1 INTRODUCTION.....	1
1.1 Questions et objectifs de recherche	4
1.2 Originalité du concept proposé	5
1.3 Organisation du mémoire	6
CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE	8
2.1 Le retour de flamme	8
2.1.1 Retour de flamme dans la couche limite	9
2.1.2 Propagation de la flamme dans le cœur de l'écoulement.....	16
2.1.3 Effet des conditions d'opération sur le retour de flamme	17
2.2 Les décharges à barrière diélectrique	19
2.2.1 Les décharges à barrière diélectrique pour des applications aérodynamiques	19
2.2.2 Les décharges à barrière diélectrique pour des applications en combustion.....	21
CHAPITRE 3 MONTAGE EXPÉRIMENTAL ET MÉTHODOLOGIE	23
3.1 Système de combustion.....	23

3.1.1	Banc d'essai.....	23
3.1.2	Chambre de combustion pour l'étude du retour de flamme dans le centre de l'écoulement.....	24
3.1.3	Chambre de combustion pour l'étude du retour de flamme dans la couche limite....	26
3.2	Système d'admission des gaz.....	27
3.3	Intégration et opération de la décharge à barrière diélectrique	29
3.4	Appareils de mesure	32
3.5	Procédure expérimentale	33
3.6	Calcul de la richesse à partir des données expérimentales.....	34
CHAPITRE 4	RÉSULTATS ET ANALYSE.....	36
4.1	Retour de flamme dans le cœur de l'écoulement	36
4.1.1	Structure de la flamme	36
4.1.2	Diagramme de stabilité.....	42
4.2	Retour de flamme dans la couche limite	48
4.2.1	Structure de la flamme	48
4.2.2	Diagramme de stabilité.....	50
CHAPITRE 5	CONCLUSION	58
BIBLIOGRAPHIE	62
ANNEXES	73

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 3-1: Composition typique du gaz naturel	28
Tableau 4-1: Amélioration de la limite de retour de flamme à débit de carburant constant	45
Tableau 4-2: Amélioration de la limite de retour de flamme à richesse constante	45
Tableau 4-3: Effet de la DBD sur S_L et la richesse auxquelles le retour de flamme survient pour différents débits de carburant (sans hydrogène).....	52

LISTE DES FIGURES

Figure 1-1: Configuration classique d'un actionneur plasma pour l'injection du vent ionique.....	3
Figure 1-2: Intégration conceptuelle de la DBD dans un prémélangeur pour le contrôle du retour de flamme	3
Figure 1-3: Diagramme de stabilité générique montrant la région d'opération stable ainsi que les limites du retour de flamme et de soufflage	6
Figure 2-1: Relation entre les types d'écoulement et de retour de flamme.....	9
Figure 2-2: Définition de la vitesse de flamme laminaire par la théorie classique du brûleur Bunsen	10
Figure 2-3: Illustration du cas critique pour le retour de flamme dans la couche limite selon le critère de Lewis et von Elbe (1961)	11
Figure 2-4: Schéma d'un écoulement tubulaire au travers d'une expansion soudaine avec DBD (haut) et sans DBD (bas)	21
Figure 3-1: Banc d'essai	24
Figure 3-2: Système de combustion pour le retour de flamme dans le centre de l'écoulement.....	25
Figure 3-3: Système de combustion pour le retour de flamme dans la couche limite	26
Figure 3-4: Schéma (haut) et photographie (bas) du système d'admission des gaz	27
Figure 3-5: Schéma de l'intégration de la DBD dans le prémélangeur en quartz.....	30
Figure 3-6: Tension et courant produits par le générateur de hauts voltages.....	31
Figure 3-7: Schéma de montage des mesures par anémométrie à fil chaud	33
Figure 4-1: Structure de la flamme, sans actionnement plasma, à un débit de carburant de 0,102 g/s et pour plusieurs richesses	38
Figure 4-2: Structure de la flamme, avec actionnement plasma, à un débit de carburant de 0,102 g/s et pour plusieurs richesses	39
Figure 4-3: Profils de la vitesse avec et sans DBD pour un débit d'air de 2,38 g/s correspondant au régime d'opération stable de la flamme à un débit de carburant de 0,102 g/s	40

Figure 4-4: Retour de flamme à un débit de carburant de 0,102 g/s sans DBD: a) $t=-3.10$ s; b) $t=-1.21$ s; c) $t=0$ s	42
Figure 4-5: Retour de flamme à un débit de carburant de 0,102 g/s avec DBD: a) $t=-5.40$ s; b) $t=-3.10$ s; c) $t=-1.21$ s; d) $t=0$ s	42
Figure 4-6: Diagramme de stabilité de la chambre de combustion, avec et sans DBD	43
Figure 4-7: Diagramme de stabilité réduit – Comparaison de l'amélioration de la limite de retour de flamme à débit de carburant constant et à richesse fixe	46
Figure 4-8: Propagation de la flamme dans la couche limite à un débit de carburant constant de 0,132 g/s : a) 60 ms b) 110 ms c) 160 ms et d) 225 ms.....	49
Figure 4-9: Repère pour les mesures d'anémométrie à fil chaud.....	50
Figure 4-10: Profils de vitesse sur les axes x et y sans actionnement plasma à un débit d'air de 2,01 g/s correspondant au retour de flamme à un débit de gaz naturel de 0,0717 g/s.....	50
Figure 4-11: Diagramme de stabilité de la chambre de combustion, avec et sans DBD	51
Figure 4-12: Profils de vitesse moyenne aux débits massiques correspondants aux conditions d'opération menant au retour de flamme dans la couche limite avec et sans DBD à un débit de gaz naturel de 0,0717 g/s, sans hydrogène	53
Figure 4-13: Structure de la flamme sans actionnement plasma. Image prise en plongée du dessus de la chambre de combustion	55
Figure 4-14: Effet du développement du profil de vitesse sur la forme du front de flamme	55
Figure A-1: Boucle d'interactions menant aux instabilités de combustion et ultimement au retour de flamme	74
Figure A-2: Schéma de la rupture du vortex longitudinal.....	76
Figure A-3: Illustration de la propagation de la flamme dans les écoulements inverses (reproduction, (Plee et al., 1978))	80
Figure A-4: Illustration du pré-allumage du mélange combustible dans les zones de recirculation du prémélangeur (reproduction, (Plee et al., 1978))	81

Figure A-5: Effet de la pression sur $\tau_{c,psr}$ pour un mélange de CH_4 et d'air à une richesse de 2 / 3 pour différentes températures de réactants (Kröner et al., 2007)	84
Figure A-6: Profils de vitesse axiale adimensionnels dans le prémélangeur avec vortex longitudinal de Fritz et al. (2004).....	86
Figure A-7: Fréquence dominante des instabilités de combustion en fonction de la quantité d'hydrogène dans le carburant et de la richesse du mélange (Tuncer et al., 2009).....	88
Figure A-8: Configuration générique d'un actionneur plasma pour la combustion assistée par plasma. Inspirée de (Mintoussov et al., 2004).....	90
Figure A-9: Configurations permettant l'étude de la combustion assistée par plasma pour des flammes de prémélange (a et b) et de diffusion (c). Inspirées respectivement de (Mintoussov et al., 2004), (Rosocha et., al, 2010) et (Hu et al., 2010)	91

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

d_p	Profondeur de pénétration de l'extinction (<i>depth of penetration of quenching</i>)
d_Q	Distance de coincement (<i>quenching distance</i>)
g_f	Gradient de vitesse critique pour le retour de flamme dans la couche limite
\dot{m}	Débit massique
r	Rayon
t	Temps
x	Position axiale ou alternativement selon l'axe x
y	Position selon l'axe y
z	Position selon l'axe z
A	Aire frontale
CIVB	Rupture du tourbillon longitudinal induite par la combustion (<i>combustion induced vortex breakdown</i>)
D	Diffusivité massique
Da	Nombre de Damköhler
DBD	Décharge à barrière diélectrique
D_i	Diamètre intérieur du prémélangeur
E_A	Énergie d'activation
(E/N)	Champ électrique réduit
Le	Nombre de Lewis ($Le = \alpha / D$)
NO_x	Oxydes d'azote
PAC	Combustion assistée par plasma (<i>Plasma assisted combustion</i>)
Pe_F	Nombre de Péclet basé sur la vitesse de flamme laminaire

Pe_j	Nombre de Péclet basé sur la vitesse moyenne de l'écoulement
P_{Std}	Pression standard (101 325 Pa)
Q	Débit volumique
R	Rayon à la paroi du prémélangeur
Re_D	Nombre de Reynolds basé sur le diamètre
S_L	Vitesse de flamme laminaire
S_T	Vitesse de flamme turbulente
T_{ad}	Température de flamme adiabatique
T_{AI}	Température d'auto-inflammation
T_{Std}	Température standard (273,15 K)
U, \bar{u}	Vitesse moyennée sur l'aire $\left(\frac{\dot{m}}{\rho \cdot A}\right)$
u	Vitesse locale
u'	Intensité de la turbulence
α	Diffusivité thermique
λ	Coefficient d'air (<i>Air excess ratio</i>)
ρ	Densité
τ	Délai d'auto-allumage
τ_c	Temps caractéristique chimique
τ_u	Temps caractéristique de mélange
ϕ	Richesse (<i>Equivalence ratio</i>) ($\phi = 1/\lambda$)

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE A – REVUE DE LITTÉRATURE.....	73
A.1 Retour de flamme causé par les instabilités de combustion.....	73
A.2 Retour de flamme causé par la rupture du tourbillon longitudinal induite par la combustion	74
A.2.1 Retour de flamme en écoulement tournant.....	74
A.3 Autres mécanismes de stabilisation de la flamme dans le prémélangeur de chambres de combustion réelles	78
A.3.1 Auto-allumage du mélange combustible	78
A.3.2 Propagation de la flamme dans les écoulements inverses	79
A.3.3 Pré-allumage du mélange combustible dans les zones de recirculation du prémélangeur	80
A.4 Effet des conditions d’opération sur le retour de flamme	81
A.4.1 Effet de la température des réactants.....	81
A.4.2 Effet de la pression	83
A.4.3 Influence du profil de vitesse	86
A.4.4 Influence du débit massique	86
A.4.5 Influence de la richesse	87
A.4.6 Influence de l’homogénéité du mélange combustible.....	87
A.4.7 Effet de la composition du carburant	88
A.5 La combustion assistée par plasma	89
A.5.1 La combustion assistée par plasma des flammes de prémélange	91
A.5.2 La combustion assistée par plasma des flammes de diffusion	93
ANNEXE B – CALCUL DE LA RICHESSE POUR UN MÉLANGE D’HYDROGÈNE, DE MÉTHANE ET D’AIR	94

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

Les flammes de diffusion pour lesquelles le carburant et le comburant sont injectés séparément dans la zone de réaction sont largement utilisées dans les turbines à gaz, tant industrielles qu'aéronautiques. À partir des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et d'énergie, il est possible de démontrer que le front de ces flammes est en fait une surface située entre les écoulements de carburant et de comburant, pour laquelle le mélange est aux conditions stœchiométriques. Or, on sait que les températures de flamme les plus élevées sont observées à des richesses (ϕ) environ égales à un, et que parmi les mécanismes de production d'oxydes d'azote (NO_x), celui de Zel'dovich devient de plus en plus important à de hautes températures (Kuo, 2005). Dans le but de réduire les émissions de ces polluants reconnus comme étant des facteurs importants dans la génération des pluies acides et dont certains sont de puissants gaz à effet de serre, les chambres de combustion équipées d'un dispositif de prémélange et brûlant des mélanges pauvres ont été largement étudiées au cours des dernières années. Pour des quantités égales de comburant et de carburant, la température des flammes de prémélange est réduite en comparaison aux flammes de diffusion ce qui permet de diminuer la production de NO_x . Toutefois, de tels systèmes pour lesquels le mélange comburant/carburant est fait en amont de la zone de combustion sont plus sujets aux problèmes d'opération comme l'auto-allumage, les instabilités de combustion et le retour de flamme (Schäfer, Koch, & Wittig, 2003).

De surcroît, un intérêt de plus en plus grand est porté aux chambres de combustion pouvant opérer avec des mélanges d'hydrocarbures enrichis d'hydrogène ou avec du gaz de synthèse (Syngas) (Davu, Franco, & Choudhuri, 2005; Lieuwen, 2008). Le principal avantage de ce dernier est qu'il peut être produit à partir d'une multitude de sources, incluant les résidus organiques et de raffineries, la biomasse et le charbon qui sont pour la plupart disponibles partout à travers le monde. Le gaz de synthèse est généralement composé d'hydrogène, de monoxyde de carbone et de traces de méthane et d'azote. Toutefois, sa composition finale varie en fonction de sa provenance. Il apparaît donc que certaines propriétés de la flamme diffèrent en fonction de la source à partir de laquelle le carburant a été produit (Giles, Som, & Aggarwa, 2006; Daniele, Jansohn, & Boulouchos, 2009). Or, ces variations de compositions sont potentiellement dangereuses. En effet, une chambre de combustion conçue pour brûler un carburant ayant une

cinétique lente, par exemple le gaz naturel, pourrait émettre une plus grande quantité de polluants, consommer plus de carburant et souffrir des problèmes opérationnels énumérés plus tôt, si elle était opérée avec un carburant à cinétique rapide comme l'hydrogène (Davu et al., 2005).

Le retour de flamme est défini comme la propagation en amont de la flamme à partir de la chambre de combustion qui se traduit par une importante génération de chaleur dans la section de prémélange (Schäfer et al., 2003; Lefebvre & Ballal, 2010). Par le passé, on a démontré que ce phénomène se produit lorsque la vitesse locale de l'écoulement est plus petite que la vitesse de flamme, ce qui permet donc à cette dernière de remonter dans le prémélangeur (Davu et al., 2005). Toutefois, cette partie de la turbine à gaz n'est pas conçue pour soutenir de hautes températures comme peut le faire la chambre de combustion. Pour cette raison, le retour de flamme doit être prévenu, puisqu'il peut causer de sévères et onéreux dommages.

À l'heure actuelle, aucun système de contrôle, tant actif que passif, n'existe. Cependant, puisque le retour de flamme est causé par un déséquilibre entre la vitesse de flamme et la vélocité locale de l'écoulement, il semble possible qu'en modifiant judicieusement le profil de vitesse dans le prémélangeur, on puisse empêcher la propagation de la flamme en amont de la chambre de combustion.

Les décharges à barrière diélectrique (DBD), aussi connue sous le nom actionneur plasma, sont des dispositifs électrofluidiques composés de deux électrodes métalliques séparées par un matériau diélectrique. Généralement, les électrodes sont placées de part et d'autre de l'isolant et elles sont décalées longitudinalement comme le montre la Figure 1-1. Lorsqu'une tension alternative ayant une amplitude suffisante pour dépasser le voltage seuil est appliquée entre les deux électrodes, l'air dans leur voisinage est partiellement ionisé créant du même coup cette zone lumineuse appelée plasma. Grâce au champ électrique, les particules chargées dans cette région sont accélérées et transfèrent leur énergie cinétique aux particules neutres du gaz ambiant, généralement de l'air, par le biais de collisions. L'effet est équivalent à une force volumique entraînant un vent ionique de quelques mètres par seconde dans de l'air stagnant ou une

augmentation de la vitesse locale dans un écoulement, le tout sans addition de masse dans le système. Il a donc été imaginé qu'une décharge à barrière diélectrique installée sur la surface du prémélangeur et injectant son jet en sens contraire à la propagation du front de flamme, comme le schématise la Figure 1-2, permettrait d'éviter le retour de flamme.

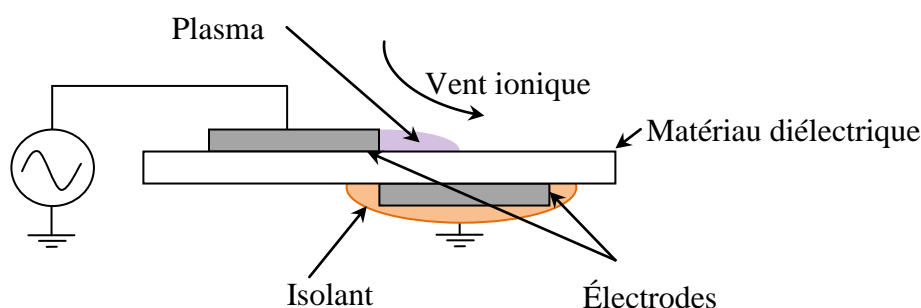


Figure 1-1: Configuration classique d'un actionneur plasma pour l'injection du vent ionique

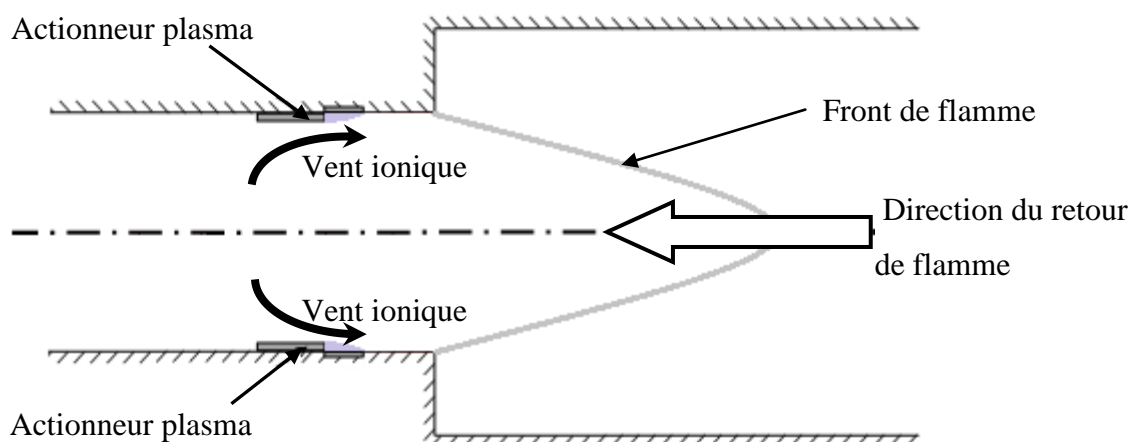


Figure 1-2: Intégration conceptuelle de la DBD dans un prémélangeur pour le contrôle du retour de flamme

En pratique, du plasma peut être généré dans le voisinage des deux électrodes. Toutefois, l'une d'entre elles est la plupart du temps recouverte d'une couche d'isolant, puisque le jet ionique est généralement requis sur un seul côté du matériau diélectrique. Cela empêche la formation de plasma inutilisé et accroît l'efficacité de la DBD. De plus, l'électrode exposée ou recouverte peut être électrifiée sans changer le principe de fonctionnement de l'actionneur

plasma. Toutefois, dans le deuxième cas, cela entraîne une légère réduction de la force induite par la DBD (Laurentie, Jolibois, & Moreau, 2009).

Les principaux avantages des DBD sont leur effet négligeable sur l'écoulement lorsqu'elles ne sont pas en fonction, puisqu'elles peuvent être encastrées dans la surface, leur simplicité, leur robustesse et aussi le fait qu'elles ne comportent pas de pièces mobiles. En effet, elles sont des dispositifs purement électriques. Cette dernière caractéristique fait en sorte que les DBD ont un temps de réponse pratiquement instantané en comparaison aux méthodes conventionnelles de contrôle d'écoulements. De plus, elles ne nécessitent qu'une faible puissance pour opérer et le poids des générateurs de hautes tensions nécessaires à leur opération est relativement faible.

1.1 Questions et objectifs de recherche

Afin de démontrer clairement le potentiel des barrières à décharge diélectrique à prévenir le retour de flamme, le présent projet de recherche doit répondre aux questions suivantes :

1. Les actionneurs plasma, en injectant un jet ionique opposé à la flamme, peuvent-ils la circonscrire dans la chambre de combustion et empêcher ainsi sa propagation dans le prémélangeur?
2. Le cas échéant, de quelle façon y arrivent-ils?
3. Dans l'affirmative, quel est l'effet sur l'étendue de la zone de combustion stable du diagramme de stabilité de la chambre de combustion étudiée?

Pour y arriver, les deux objectifs suivants ont été élaborés :

1. Démontrer expérimentalement, dans une chambre de combustion atmosphérique, l'aptitude des actionneurs plasma à prévenir le retour de flamme pour plusieurs mélanges air-carburant.
2. Expliquer, à l'aide des données obtenues de différents systèmes de mesures, les mécanismes par lesquels le retour de flamme est contrôlé par l'actionneur plasma.

1.2 Originalité du concept proposé

Comme le montre le diagramme de stabilité générique de la Figure 1-3, une chambre de combustion opère généralement entre deux limites : le retour de flamme et le soufflage. Comme on l'a expliqué, le premier phénomène se produit lorsque la vitesse de flamme est supérieure à la vitesse de l'écoulement. À l'opposé, si la vitesse de l'écoulement est plus grande que celle de la flamme partout dans la chambre de combustion, alors la flamme est poussée vers la sortie et elle s'éteint (Kuo, 2005). Ce processus est le soufflage. À ce jour, on a montré qu'on peut produire des radicaux, des ions et des particules excitées accélérant la cinétique de flamme en passant le mélange combustible au travers d'un volume de plasma. Ce faisant, la vitesse de flamme est augmentée, ce qui aide à retarder le soufflage. Comme le montre la Figure 1-3, cela a pour effet de faire descendre la limite de soufflage à de plus petites richesses, agrandissant du même coup la zone d'opération stable de la chambre de combustion (Mintoussov, Pancheshnyi, & Starikovskii, 2004). Cette application des DBD s'appelle la combustion assistée par plasma (PAC).

La présente recherche se démarque des autres d'abord par la configuration de la DBD. En effet, il s'agit selon toute vraisemblance de la première étude qui utilise une DBD configurée pour les applications aérodynamiques dans une chambre de combustion. De plus, comme l'illustre le diagramme de stabilité général de la Figure 1-3, l'étude actuelle ne s'attaque pas à la même limite d'opération des chambres de combustion que la combustion assistée par plasma. En effet, dans le cas présent, on tente de rendre possible la combustion stable dans des conditions

plus riches (à de plus grandes vitesses de flamme) en modifiant la dynamique des fluides à l'intérieur du prémélangeur à l'aide du vent ionique induit par la DBD. Certes, les deux types d'applications ont le même objectif global, c'est-à-dire d'agrandir la plage d'opérabilité des chambres de combustion. Cependant, elles s'attaquent manifestement à deux limites différentes, et ce, avec des configurations différentes de la DBD. De plus, à la lumière de la littérature disponible, il s'agit du premier système de contrôle direct du retour de flamme.

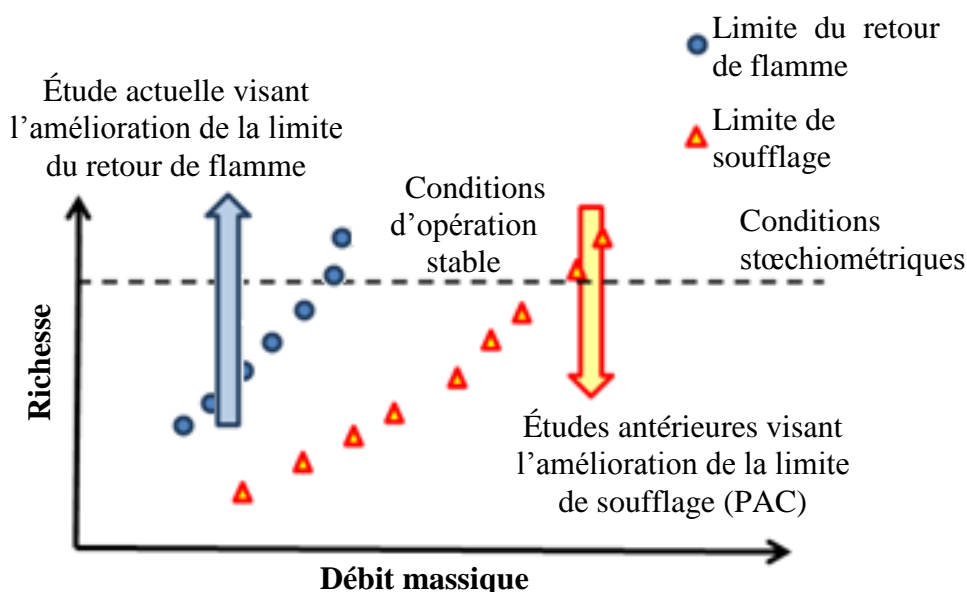


Figure 1-3: Diagramme de stabilité générique montrant la région d'opération stable ainsi que les limites du retour de flamme et de soufflage

1.3 Organisation du mémoire

Le Chapitre 2 présente une partie de la vaste revue de littérature portant sur le retour de flamme faite durant ce projet de maîtrise, ainsi qu'un résumé des plus récentes avancées à propos des décharges à barrière diélectrique pour des applications aérodynamiques et en combustion. L'annexe A traite plus en détail de ces deux sujets. Le Chapitre 3 porte sur les montages expérimentaux utilisés, et la méthodologie suivie lors des tests, tandis que le Chapitre 4 est consacré à la description et l'analyse des résultats pour les deux types de retour de flamme

observés lors des essais. Finalement, le Chapitre 5 fait la synthèse des principales découvertes présentées dans ce mémoire et propose des pistes de recherches à suivre dans le futur.

CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE

2.1 Le retour de flamme

Les premières recherches importantes sur le retour de flamme ont été faites au cours des années 1940 dans des écoulements laminaires. Les études dans ce domaine se sont ensuite attardées à la propagation de la flamme dans les écoulements turbulents et dans les chambres de combustion avec tourbillon longitudinal (vortex tournant autour de l'axe du prémélangeur). Au final, quatre différents types ou mécanismes de retour de flamme ont été identifiés (Fritz, Kröner, & Sattelmayer, 2004) :

1. Dans la couche limite.
2. Dans le cœur de l'écoulement.
3. Dû aux instabilités de combustion.
4. Causé par la rupture du tourbillon longitudinal induite par la combustion (CIVB).

Le type de retour de flamme qui se produit dans le prémélangeur varie en fonction des caractéristiques de l'écoulement qui s'y trouve. En fait, les mécanismes de retour de flamme sont additifs avec la complexité de l'écoulement. Cela se traduit par le fait qu'un certain type de retour de flamme observé dans un écoulement laminaire peut aussi se produire dans un écoulement turbulent avec tourbillon longitudinal. Toutefois, le contraire n'est pas nécessairement vrai, comme le montre la Figure 2-1. Dans le Chapitre 2, les deux types de retour de flamme rencontrés dans la présente recherche (dans la couche limite et dans le centre de l'écoulement) seront revus séparément, et des critères qui déterminent si la flamme se propage en amont ou non seront exposés. De plus, l'effet de certains paramètres sur la tendance des chambres de combustion à souffrir de ces types de retour de flamme sera analysé. Quant aux deux autres mécanismes, ils sont présentés dans l'annexe A avec une analyse plus exhaustive des variables influençant la propagation de la flamme.

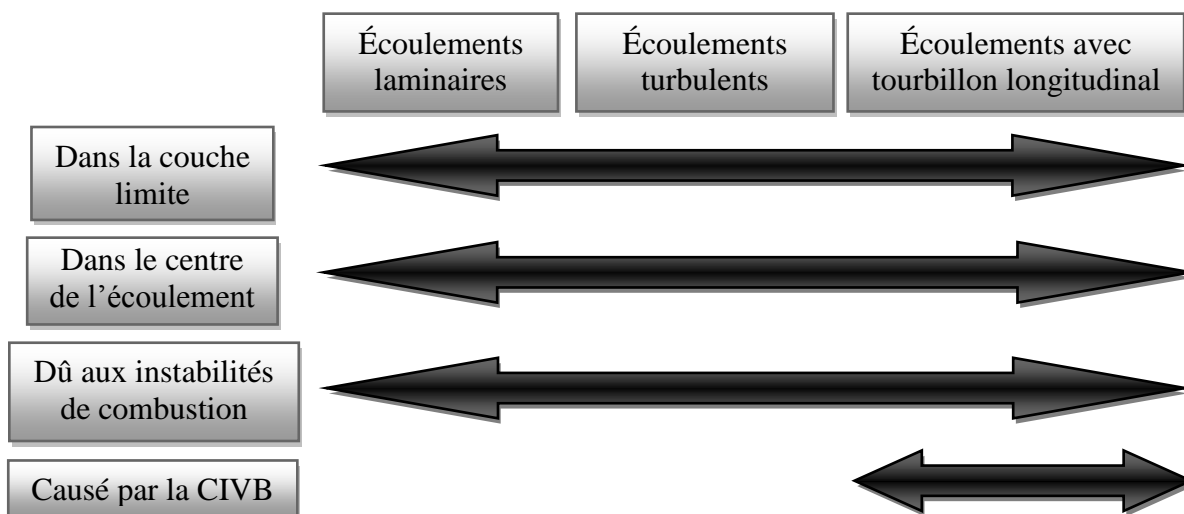


Figure 2-1: Relation entre les types d'écoulement et de retour de flamme

2.1.1 Retour de flamme dans la couche limite

2.1.1.1 Écoulements laminaires pleinement développés

La Figure 2-2 illustre la théorie classique d'une flamme conique au-dessus d'un brûleur Bunsen. Par définition, la vitesse de flamme laminaire (S_L) est perpendiculaire au front de flamme. Si la composante de la vitesse de l'écoulement normale à ce dernier (\overline{u}_\perp) est égale à S_L , alors la flamme est stationnaire. L'équation (2-1) est la représentation mathématique de cette explication. En pratique, pour un comburant, un carburant, une pression et une température d'opération donnés, la vitesse de flamme ne dépend que de la richesse (Lefebvre et al., 2010). Donc, si le mélange combustible est parfaitement mélangé, c'est-à-dire si la richesse locale est la même partout dans l'écoulement de réactants, la vitesse de flamme sera constante sur toute la section du tube, sauf près de la paroi où l'extinction de la flamme due aux pertes de chaleur survient.

$$S_L = \vec{u} \cdot \sin \theta = \overline{u}_\perp \quad (2-1)$$

Pour une vitesse de flamme donnée, l'équation (2-1) indique que la vitesse locale minimale pour obtenir une flamme statique coïncide avec la valeur maximale de $\sin(\theta)$, donc à un angle de 90 degrés. Dans ce cas, les vitesses normale et locale sont égales. Si \vec{u} est réduite en deçà de ce point d'opération, la flamme peut se propager en amont, puisque le membre de droite de l'équation (2-1) ne peut pas contrebalancer S_L . C'est pour cette raison qu'on a établi que le retour de flamme se produit si la vitesse locale de l'écoulement (\vec{u}) est inférieure à S_L (Davu et al., 2005). En raison du profil de vitesse parabolique que présentent les écoulements laminaires pleinement développés, il appert que le retour de flamme a tendance à se produire dans la couche limite. Au centre de l'écoulement, la valeur maximale de la vitesse du mélange empêche le retour de flamme.

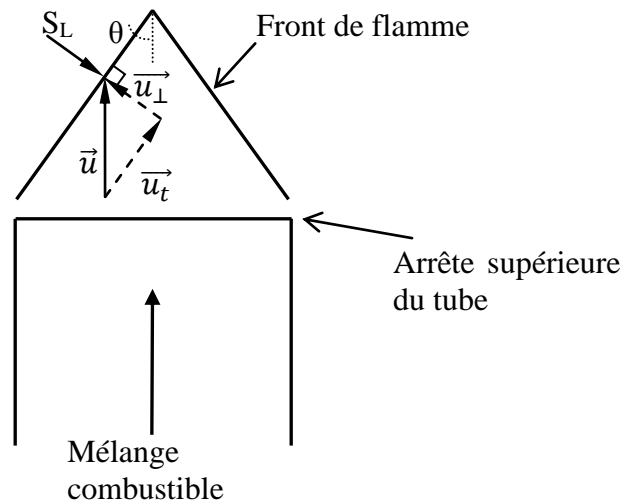


Figure 2-2: Définition de la vitesse de flamme laminaire par la théorie classique du bruleur Bunsen

Lewis et von Elbe (1961) ont été les premiers chercheurs à élaborer un critère pour déterminer si le retour de flamme se produit dans la couche limite. Comme le montre la Figure 2-3, ils ont supposé que le profil de vitesse d'un écoulement pleinement développé est linéaire très près de la paroi. De plus, le manque de radicaux réactifs et la perte de chaleur dans cette région font en sorte que la vitesse de flamme diminue au fur et à mesure que l'on s'approche du mur. Ultimement, cette dernière devient nulle à une certaine distance de la surface, car la température et la concentration des radicaux ne sont pas suffisantes pour soutenir le processus de

combustion (Lewis & von Elbe, 1961). Tel qu'expliqué plus tôt, la condition critique pour le retour de flamme se produit lorsque S_L est égale à \vec{u} . Sur la Figure 2-3, cela se traduit par le profil de vitesse de l'écoulement qui est tangent à celui de la vitesse de flamme (Lewis et al., 1961). Il est donc clair que cette condition est caractérisée par un gradient de vitesse critique au mur (g_F) :

$$g_F = -\frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{\substack{\text{au mur,} \\ \text{aux conditions de} \\ \text{retour de flamme}}} \quad (2-2)$$

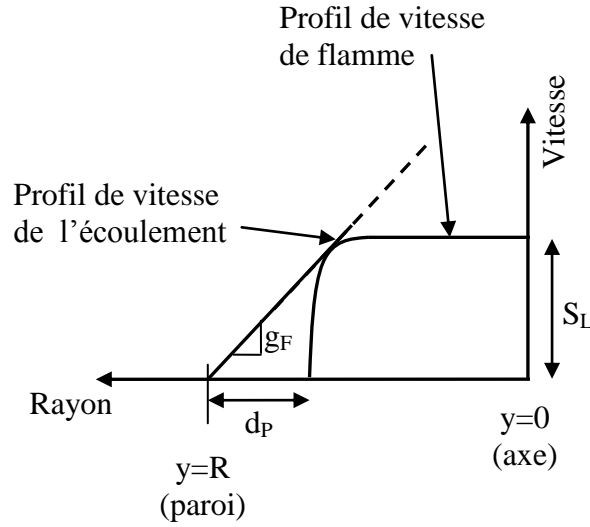


Figure 2-3: Illustration du cas critique pour le retour de flamme dans la couche limite selon le critère de Lewis et von Elbe (1961)

En se référant à la Figure 2-3, on observe que g_F peut être calculé approximativement comme étant le rapport de la vitesse de flamme et de la profondeur de pénétration de l'extinction (*depth of penetration of quenching*, d_p). Pour que le retour de flamme soit prévenu, il faut donc que le gradient de vitesse de l'écoulement au mur soit plus grand ou égal au gradient de vitesse critique :

$$g_F = -\frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{\substack{\text{au mur,} \\ \text{aux conditions de} \\ \text{retour de flamme}}} = \frac{S_L}{d_p} \leq -\frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{\text{au mur}} \quad (2-3)$$

En pratique, d_p est une mesure de la distance à l'intérieur de laquelle l'effet d'extinction du mur est effectif (Schäfer et al., 2003). Dans un tube cylindrique, elle est égale à un tiers de la distance de coincement (d_Q) définie comme étant le diamètre minimal d'un tube au travers duquel une flamme de propriétés données peut se propager sans s'éteindre (Turns, 2000; Davu et al., 2005; Kuo, 2005) :

$$d_Q = 2 \cdot \sqrt{b} \cdot \frac{\alpha}{s_L} \quad (2-4)$$

où α est la diffusivité thermique, et la variable arbitraire b est généralement beaucoup plus grande que 2 (Turns, 1996). Des équations (2-3) et (2-4), et de la relation entre la distance de coincement et la profondeur de pénétration de l'extinction, on conclut que le gradient de vitesse critique pour le retour de flamme dans un tube est :

$$g_F = \frac{3 \cdot s_L^2}{2 \cdot \sqrt{b} \cdot \alpha} \quad (2-5)$$

L'équation (2-5) démontre que le gradient critique pour le retour de flamme varie selon une loi de puissance avec la vitesse de flamme, et qu'il est inversement proportionnel à la diffusivité thermique (Lieuwen, McDonell, Santavicca, & Sattelmayer, 2008). Certaines recherches donnent une définition légèrement différente du critère de Lewis et von Elbe (Putnam & Jensen, 1948; Plee & Mellor, 1978; Fritz et al., 2004) :

$$g_F = \frac{s_L}{d_Q} \leq -\frac{\partial u}{\partial r} \Big|_R \quad (2-6)$$

où d_Q est la distance de coincement, alors qu'il s'agissait de d_p dans l'équation (2-3). Il y a donc une inconsistance entre les deux équations qui demeure inexpliquée. De plus, l'équation (2-6) exprime le critère en coordonnées cylindriques. Dans un écoulement laminaire pleinement

développé, le terme de droite de l'équation (2-6), c'est-à-dire le gradient de vitesse au mur, est donné par :

$$\left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_R = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{Q}{R^3}, \text{ où } Q = \frac{\dot{m}}{\rho}. \quad (2-7)$$

où Q est le débit volumique, R est le rayon du tube, \dot{m} est le débit massique et ρ est la densité. Conséquemment, pour un tube de rayon donné et pour une densité constante, il existe un débit massique critique en dessous duquel le gradient de vitesse au mur est plus petit que g_F et pour lequel la flamme se propage en amont dans le tube.

Un deuxième critère, celui-là adimensionnel, a été développé par Putnam et Jensen (1948) afin de généraliser les résultats expérimentaux et pour obtenir une relation plus fondamentale qui fait en sorte qu'une fois tracées sur un même graphique, les données pour différents carburants ne forment pas une série de courbes, mais une seule (Putnam et al., 1948). En se basant sur le critère de Lewis et von Elbe, en utilisant une relation reliant la vitesse de flamme à la distance de coincement (Markstein & Polanyi, 1947) et en rendant l'équation adimensionnelle à l'aide du nombre de Péclet basé sur la vitesse de l'écoulement (Pe_J) et basé sur la vitesse de flamme (Pe_F), ils ont montré que :

$$Pe_J = \frac{1}{8 \cdot K} \cdot Pe_F^2 \quad (2-8)$$

où la constante K est de l'ordre $O(1)$. Le nombre de Péclet est défini comme étant le produit des nombres de Reynolds et de Prandtl. Il correspond en pratique au quotient des flux de chaleur par convection et par conduction respectivement. En transformant l'équation précédente sous forme logarithmique, on trouve que :

$$\log Pe_J = 2 \cdot \log Pe_F + \log \frac{1}{8 \cdot K}. \quad (2-9)$$

L'équation (2-9) décrit en fait une droite ayant une pente de 2 et une ordonnée à l'origine égale au $\log \frac{1}{8 \cdot K}$. Ce comportement linéaire a été vérifié dans la littérature pour une variété de diamètres de tube, de pressions d'opération et de richesses pour des mélanges d'éthylène et d'air, d'acétylène et d'oxygène, ainsi que de gaz naturel et d'air. Tous ces cas, une fois tracés sur un graphique logarithmique montrant le nombre de Péclet basé sur la vitesse de l'écoulement en fonction de celui basé sur la vitesse de flamme, ont coïncidé remarquablement bien avec une droite de pente 2 (Putnam et al., 1948), ce qui confirme le comportement quadratique de l'équation (2-8).

Le critère de Lewis et von Elbe (équation 2-3) ne s'applique pas aux tubes dont la paroi est adiabatique, puisque dans ces cas, la distance de coïncement et la profondeur de pénétration de l'extinction sont nulles. De plus, bien que convenable qualitativement, ce critère ne permet pas de prédire quantitativement le retour de flamme le long de murs isothermes (Kurdyumov, Fernandez, & Linan, 2000). De récentes études se sont penchées sur la question expérimentalement et/ou numériquement (Kurdyumov, et al., 2000; Kurdyumov & Liñán Martínez, 2002; Kurdyumov, V., et al., 2007). Elles montrent que le principal paramètre déterminant l'apparition du retour de flamme est le nombre de Damköhler :

$$Da = \frac{S_L^2}{\alpha \cdot \frac{du}{dr}} \equiv \frac{\text{Temps caractéristique de mélange } (\tau_u)}{\text{Temps caractéristique chimique } (\tau_c)} \quad (2-10)$$

Si Da est suffisamment grand en raison d'une grande vitesse de flamme ou d'un petit gradient de vitesse au mur, le nombre de Damköhler critique (Da_c) pour le retour de flamme est atteint et la flamme commence à se propager en amont. Il a été montré que Da_c est principalement affecté par le nombre de Lewis, défini comme le ratio des diffusivités thermique et massique, et les pertes de

chaleur. En effet, le nombre de Damköhler critique augmente avec le nombre de Lewis, ce qui aide à prévenir le retour de flamme, tout comme le font de plus grandes pertes de chaleur.

En résumé, le retour de flamme dans la couche limite d'un écoulement laminaire pleinement développé est favorisé par de grandes vitesses de flamme, de courtes distances de coincement, de faibles pertes de chaleur et de petits nombres de Lewis. Expérimentalement, le paramètre le plus facile à contrôler pour empêcher le retour de flamme est le débit massique passant au travers du prémélangeur. Quand il est augmenté, le gradient de vitesse au mur croît, ce qui tend à empêcher la propagation de la flamme en amont.

2.1.1.2 Écoulements turbulents pleinement développés

Le retour de flamme dans la couche limite d'un écoulement turbulent pleinement développé peut aussi se produire. Dans ce cas, il a été observé que le gradient de vitesse à la paroi pour lequel le retour de flamme se produit est significativement plus grand que dans un écoulement laminaire ayant une composition identique (Burton, 1959; Khitritin, Moin, Smirnov, & Shevchuk, 1965). On pourrait donc conclure en toute hâte que la propagation de la flamme dans la couche limite est favorisée dans les écoulements turbulents. Toutefois, il faut comprendre que le gradient de vitesse de l'écoulement à la paroi augmente lui aussi avec la transition de la couche limite.

Si la distance de coincement (d_Q) est supérieure à l'épaisseur de la sous-couche visqueuse, l'accroissement de g_F est causé par l'augmentation de la vitesse de flamme (Wohl, 1952) qui elle est due à une plus grande diffusion turbulente au-dessus de la sous-couche visqueuse (Fritz et al., 2004). Dans ce cas, bien que les valeurs nécessaires à l'utilisation du critère de Lewis et von Elbe (équation 2-3) soient connues, ce dernier ne fournira pas une réponse juste quant à la prédiction du retour de flamme. À l'opposé, si la distance de coincement est plus petite que l'épaisseur de la sous-couche visqueuse (laminaire), le retour de flamme se produit à l'intérieur de cette dernière. Il est donc similaire au mécanisme de propagation de la flamme expliqué dans la section 2.1.1.1 (Lieuwen et al., 2008). Dans ces conditions, un g_F trois fois plus grand en comparaison à la valeur

obtenue dans des écoulements laminaires a été mesuré, ce qui est probablement expliqué par une réduction de la distance de coincement (Fine, 1953; Burton, 1959). De plus, il a été démontré que dans ce cas, le retour de flamme peut être décrit à l'aide des critères classiques du retour de flamme caractérisés par l'utilisation du gradient de vitesse à la paroi et des nombres de Péclet (Schäfer et al., 2003). Un critère supplémentaire mettant en relation les nombres de Reynolds et de Péclet a aussi été développé pour décrire le retour de flamme dans la sous-couche visqueuse. Ce dernier se produit si le membre de droite de l'équation (2-11) est plus grand que le nombre de Reynolds (Khitrin et al., 1965).

$$Re = C \cdot Pe_F^{1.10} \quad (2-11)$$

Pour des mélanges de méthane et d'oxygène, et de méthane et d'air, Khitrin et al. (1965) ont démontré que l'équation (2-11) corrèle bien les données expérimentales lorsque la constante C est égale à 2.0.

2.1.2 Propagation de la flamme dans le cœur de l'écoulement

Comme le rapportent Plee & Mellor (1978), le retour de flamme peut se produire le long de l'axe d'un écoulement turbulent pleinement développé dans un tube, et au centre d'un diffuseur avec un profil de vitesse relativement plat (Wohl, 1952). En fait, dans ces cas, le gradient de vitesse au mur est suffisamment élevé pour empêcher le retour de flamme dans la couche limite, tandis que la vitesse de flamme turbulente au centre de la conduite dépasse la vitesse locale du mélange, ce qui permet à la flamme de se propager en amont. On sait que contrairement aux flammes laminaires qui ne sont affectées que par la composition du mélange, les flammes turbulentes sont influencées tant par la turbulence de l'écoulement que par les propriétés du mélange (Turns, 1996; Fritz et al., 2004). Bien que l'évaluation de la vitesse de flamme turbulente (S_T) soit complexifiée en raison des interactions entre la cinétique chimique et la mécanique des fluides, on sait qu'elle est plus grande que S_L . Toutefois, le retour de flamme dans le cœur des écoulements turbulents est plutôt rare pour des carburants comme le méthane et

le propane brûlés à de basses températures, et ce, même si l'intensité de turbulence est grande, car ils ont une cinétique de réaction relativement lente (Fritz et al., 2004).

2.1.3 Effet des conditions d'opération sur le retour de flamme

Cette sous-section aborde l'effet de certaines conditions d'opération et de la composition du carburant sur le déclenchement du retour de flamme. Comme les mécanismes qui le causent sont fondamentalement différents, l'influence de chaque paramètre varie généralement en fonction de ceux-ci. Ainsi, dans la section qui suit, une attention particulière sera portée à identifier clairement le mécanisme qui est en cause.

2.1.3.1 Influence du profil de vitesse

L'effet du profil de vitesse sur le retour de flamme dans la couche limite turbulente d'un écoulement non pleinement développé a été analysé par Schäfer et al. (2003). Comme on peut s'y attendre à la lumière de la théorie présentée précédemment, ils ont montré qu'un profil présentant un gradient de vitesse à la paroi trop faible peut causer le retour de flamme dans la couche limite. D'autre part, pour un même débit massique, la propagation de la flamme dans le cœur de l'écoulement peut être induite en augmentant le gradient de vitesse au mur et en réduisant la vitesse locale dans le voisinage de l'axe du prémélangeur. Dans ces essais, les profils de vitesses ont été modifiés à l'aide de plaques perforées.

2.1.3.2 Influence du débit massique

Il est clair, en se basant sur les équations (2-6) et (2-7), que le retour de flamme dans la couche limite peut être prévenu en augmentant le débit massique passant dans le prémélangeur. En fait, si on connaît le gradient de vitesse critique (g_F), on peut calculer un seuil de débit massique au-dessus duquel la flamme ne se propagera pas en amont. Cela est particulièrement utile lors d'expériences, puisque \dot{m} est généralement un des paramètres qui sont variés. Une augmentation du débit massique se traduit aussi généralement par un accroissement de la vitesse

de l'écoulement près de l'axe du prémélangeur. Cela permet donc en plus de prévenir le retour de flamme dans le cœur de l'écoulement.

2.1.3.3 Influence de la richesse

Différentes recherches faites dans des prémélangeurs cylindriques de multiples diamètres ont permis de conclure que la richesse a un effet non négligeable sur le retour de flamme dans la couche limite tant pour les écoulements laminaires que turbulents. Dans des chambres de combustion brûlant des mélanges pauvres d'hydrocarbures et d'air, il a été montré qu'un accroissement de la richesse vers des conditions plus stœchiométriques fait augmenter le gradient critique (g_F) favorisant ainsi le retour de flamme (Lewis et al., 1961; Schäfer et al., 2003; Mishra, 2007). En fait, on a démontré qu'il culmine à des richesses légèrement inférieures à 1, ce qui signifie que le retour de flamme dans la couche limite est plus enclin à se produire à des conditions presque stœchiométriques. Cela s'explique aisément en considérant l'équation (2-3) et en analysant l'effet de la richesse sur la vitesse de flamme laminaire (S_L) et sur la distance de coincement (d_Q). S_L atteint sa valeur maximale à une richesse légèrement supérieure à 1 (Van Maaren & De Goey, 1994; Vagelopoulos & Egolfopoulos, 1998), tandis que la valeur minimale de d_Q est obtenue à ϕ près de 1 (Fukuda, Korematsu, & Sakamoto, 1981). Comme le gradient critique est le rapport de ces deux valeurs, cela signifie qu'il atteint sa valeur maximale à des richesses presque unitaires. De plus, le fait que la vitesse de flamme culmine près des conditions stœchiométriques indique aussi que le retour de flamme dans le cœur de l'écoulement est favorisé pour des richesses près de 1.

2.1.3.4 Effet de la composition du carburant

Il est connu que de légères variations dans la composition du carburant peuvent entraîner des modifications importantes des propriétés de la flamme telles que sa température, sa vitesse, la production de chaleur, la température d'auto-inflammation, le délai d'auto-allumage et les limites d'inflammabilité (Lieuwen, McDonell, Petersen, & Santavicca, 2008; Abbott, 2009). En conséquence, si un système de combustion conçu pour un certain mélange carburant-comburant est opéré avec un mélange légèrement différent, cela peut entraîner des instabilités de

combustion, l'auto-allumage, le retour de flamme, l'extinction de la flamme et de plus importantes émissions polluantes (Davu et al., 2005; Abbott, 2009). L'effet de la composition du carburant sur ces différents inconvénients a été étudié ces dernières années (Davu et al., 2005; Giles et al., 2006; Noble, Zhang, Shareef, Tootle, Meyers, & Lieuwen, 2006; Lieuwen et al., 2008; Daniele et al., 2009). Pour le retour de flamme dans la couche limite d'un écoulement de Poiseuille traversant un tube de verre de 10,6 mm de diamètre et se déchargeant dans l'atmosphère, Davu et al. (2005) ont montré que l'addition de propane, d'éthane, ou d'hydrogène à du méthane a pour effet de faire augmenter le gradient critique (g_F), ce qui favorise donc le retour de flamme.

2.2 Les décharges à barrière diélectrique

2.2.1 Les décharges à barrière diélectrique pour des applications aérodynamiques

Jusqu'à présent, les applications expérimentales d'actionneurs plasma ont surtout été développées dans des écoulements non réactifs aux conditions atmosphériques. Par exemple, Post et al. (2004) et Bénard et al. (2009) ont montré qu'une DBD injectant son jet dans la même direction que l'écoulement passant au-dessus de pales fixes de type NACA, permet de retarder le décrochage de quelques degrés (1° à 8°), et ce, pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^4 à 10^5 . De plus, Post et al. (2006) ont démontré qu'un actionneur plasma placé sur le bord d'attaque d'une pale oscillante permet d'accroître la force de portance intégrée sur une période. Aussi, Jolibois et al. (2008) et Versailles et al. (2010) ont prouvé qu'un ou des actionneurs plasma placés de façon à injecter leur jet en sens contraire à l'écoulement autour d'une pale, pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^5 , permettent selon la valeur de l'angle d'attaque d'épaissir la couche limite, de provoquer le décrochage ou de pousser le point de séparation vers le bord d'attaque, ces trois phénomènes induisant une réduction du coefficient de portance de la pale. De plus, Mureithi et al. (2008) ont démontré que les oscillations d'un cylindre ayant son axe perpendiculaire à l'écoulement, qui sont dues à la modification du coefficient de portance du cylindre par l'allée de tourbillons de Karman, peuvent être amorties et même arrêtées à l'aide de deux actionneurs placés à $\pm 90^\circ$ de l'horizontale et injectant leur jet dans la direction de

l'écoulement. De surcroît, Seraudie et al. (2006) et Grundmann et al. (2007; 2008) ont montré que les actionneurs plasma peuvent accélérer et retarder la transition de la couche limite. Il est donc clair que les actionneurs plasma ont un effet non négligeable sur l'écoulement tant dans leur voisinage, c'est-à-dire dans la couche limite, que dans des zones plus éloignées. Toutefois, il est connu dans le domaine de la combustion que le plasma permet d'accélérer la cinétique des réactions chimiques, ce qui peut favoriser le retour de flamme en augmentant S_L (Kim et al., 2006). Ce sujet est abordé à la section 2.2.2.

Des recherches ont montré qu'à une fréquence donnée, la force volumique induite par la DBD causant le jet ionique croît selon une loi de puissance avec la tension appliquée. Les plus récentes études dans le domaine, en atteignant des tensions de l'ordre de 25 kV_{rms} à des fréquences de quelques kilohertz, ont démontré des forces d'actionnement allant jusqu'à 190 mN par mètre d'envergure de l'actionneur, ce qui constitue une avancée majeure (Thomas, Corke, Iqbal, Kozlov, & Schatzman, 2009). En effet, auparavant, des tensions de l'ordre de 5 à 10 kV_{rms} avaient permis d'obtenir des forces de l'ordre de 10 à 30 mN/m (Baugh et al., 2006; Versailles, Gingras-Gosselin, & Vo, 2010).

Dans de l'air stagnant, la DBD redirige une partie de l'écoulement vers la zone de plasma à la paroi comme le montre la Figure 1-1 (Balcon et al., 2009). Des recherches faites dans des souffleries de section carrée ont démontré que l'effet de la DBD sur l'écoulement dans un tube à un débit massique donné est d'accélérer l'écoulement local près de la paroi et de le ralentir près de l'axe de la conduite (Jacob, Rivir, Carter, & Estevadeordal, 2004). En fait, comme l'illustre la Figure 2-4 montrant l'écoulement dans une expansion soudaine semblable à la configuration qui sera décrite à la section 3.1.2, l'actionneur plasma redirige une partie de l'écoulement central vers la surface du tube (Jacob et al., 2004). La figure montre aussi l'effet du profil de vitesse sur les caractéristiques de l'écoulement en aval de l'expansion. Plus particulièrement, le point de rattachement du vortex se rapproche de cette dernière en raison de l'augmentation de la vitesse locale à la paroi du prémélangeur, ce qui implique que l'actionneur intensifie la zone de

recirculation (De Zilwaa, Khezzarb, & Whitelaw, 2000). Or, le vortex a un effet certain sur la stabilisation des flammes. De plus, on sait que le retour de flamme dans la couche limite se produit si le gradient de vitesse du fluide à la paroi est trop faible. Puisqu'une DBD dont le vent ionique est dirigé dans la même direction qu'un écoulement de quelques m/s permet d'augmenter significativement son gradient de vitesse au mur (Baugh et al., 2006; Moreau, Louste, & Touchard, 2007), il appert que l'actionnement plasma a le potentiel théorique d'empêcher le retour de flamme dans la couche limite.

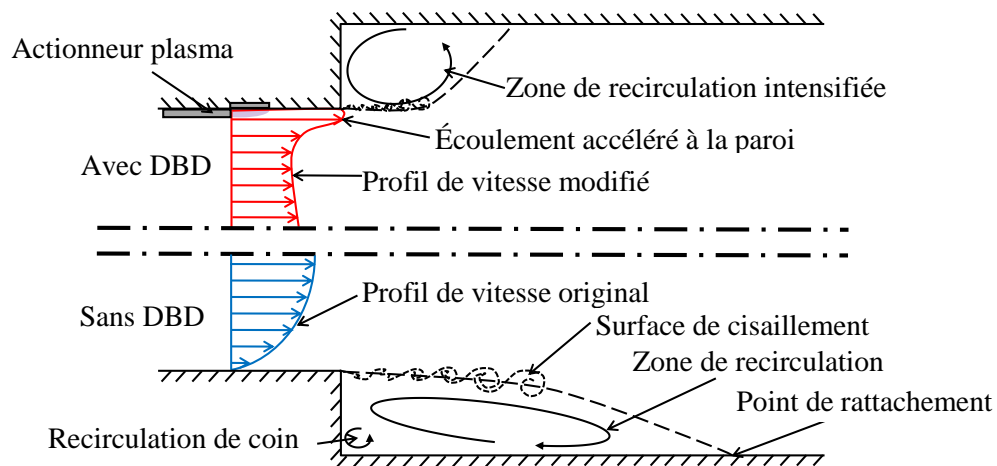


Figure 2-4: Schéma d'un écoulement tubulaire au travers d'une expansion soudaine avec DBD (haut) et sans DBD (bas)

2.2.2 Les décharges à barrière diélectrique pour des applications en combustion

Les plasmas thermiques qui prennent généralement la forme d'arcs électriques ou d'étincelles sont très répandus dans les systèmes de combustion communs. L'exemple classique est la bougie d'allumage dans un moteur d'automobile à essence. Une fois qu'elle est établie, cette décharge est caractérisée par une basse différence de potentiel, un grand courant et une importante consommation d'énergie (Sadoughi, 2009). Ce type de plasma, bien qu'il produise des radicaux, a pour principal effet d'augmenter la température du gaz, ce qui cause son

allumage. À l'opposé, les plasmas non thermiques, tels ceux produits par les DBD, entraînent une légère augmentation de température, mais produisent une quantité importante de radicaux. De plus, ils nécessitent une différence de potentiel considérable entre les électrodes, mais consomment peu de courant, car le matériau diélectrique empêche la formation d'un arc électrique. Globalement, ce type de décharge nécessite peu de puissance. De plus, contrairement aux plasmas thermiques pour lesquels la décharge consiste généralement en un seul arc, le plasma non thermique lui prend la forme d'une région d'activation volumique. Son effet est de dissocier les molécules d'hydrocarbures pour former d'autres carburants stables de masse molaire inférieure (par exemple $C_3H_8 \rightarrow C_2H_6$) et de générer des molécules excitées, des ions et des radicaux à partir des molécules d'air et de carburant qui favorisent l'initiation de réactions en chaîne (Mintoussov et al., 2004; Starikovskii, 2004; Kim et al., 2006; Rosocha, Kim, & Anderson, 2006). Ce type d'applications des DBD s'appelle la combustion assistée par plasma (PAC). À ce jour, la PAC s'est montrée efficace pour augmenter la vitesse de flamme (S_L), retarder le détachement et le soufflage de la flamme, favoriser l'achèvement de la réaction de combustion et améliorer le processus d'allumage, tant pour les flammes de prémélange que de diffusion (Zhukov, Sechenov, & Starikovski, 2004; Starikovskaia, Kosarev, Krasnochub, Mintoussov, & Starikovskii, 2005; Rosocha L., Kim, Anderson, & Abbate, 2007). La combustion assistée par plasma est revue plus en détail à l'annexe A.

CHAPITRE 3 MONTAGE EXPÉRIMENTAL ET MÉTHODOLOGIE

Afin de démontrer le potentiel des actionneurs plasma à contrôler le retour de flamme dans la couche limite et dans le cœur de l'écoulement, deux chambres de combustion expérimentales permettant l'intégration d'une DBD dans le prémélangeur ont été conçues, fabriquées et installées sur le banc d'essai atmosphérique de combustion prémélangée du Laboratoire des turbines à gaz de l'Institut de recherche aérospatiale du Conseil national de recherches Canada. Ce chapitre présente le montage expérimental en commençant par le banc d'essai et les deux chambres de combustion, et poursuit avec le système d'admission des gaz, l'intégration de l'actionneur plasma au prémélangeur, et les appareils de mesure utilisés au cours de la recherche. Le chapitre se termine avec la procédure expérimentale.

3.1 Système de combustion

3.1.1 Banc d'essai

Le banc d'essai utilisé avec les deux différentes chambres de combustion est montré sur la Figure 3-1. Le mélange d'air et de carburant entre par quatre ports également espacés de façon circconférentielle à la base du montage. Ensuite, l'écoulement passe au travers d'une section de conditionnement composée d'un diffuseur, d'un nid d'abeille d'acier inoxydable pour réduire l'intensité de la turbulence, d'un fin treillis aussi fait d'acier inoxydable pour empêcher la flamme de se propager en amont, et d'une section convergente. Puis, le mélange entre dans la première partie du prémélangeur faite également d'acier inoxydable. Elle permet notamment l'intégration d'instruments de mesure et agit comme interface entre la section convergente et les deux chambres de combustion décrites aux sections 3.1.2 et 3.1.3.

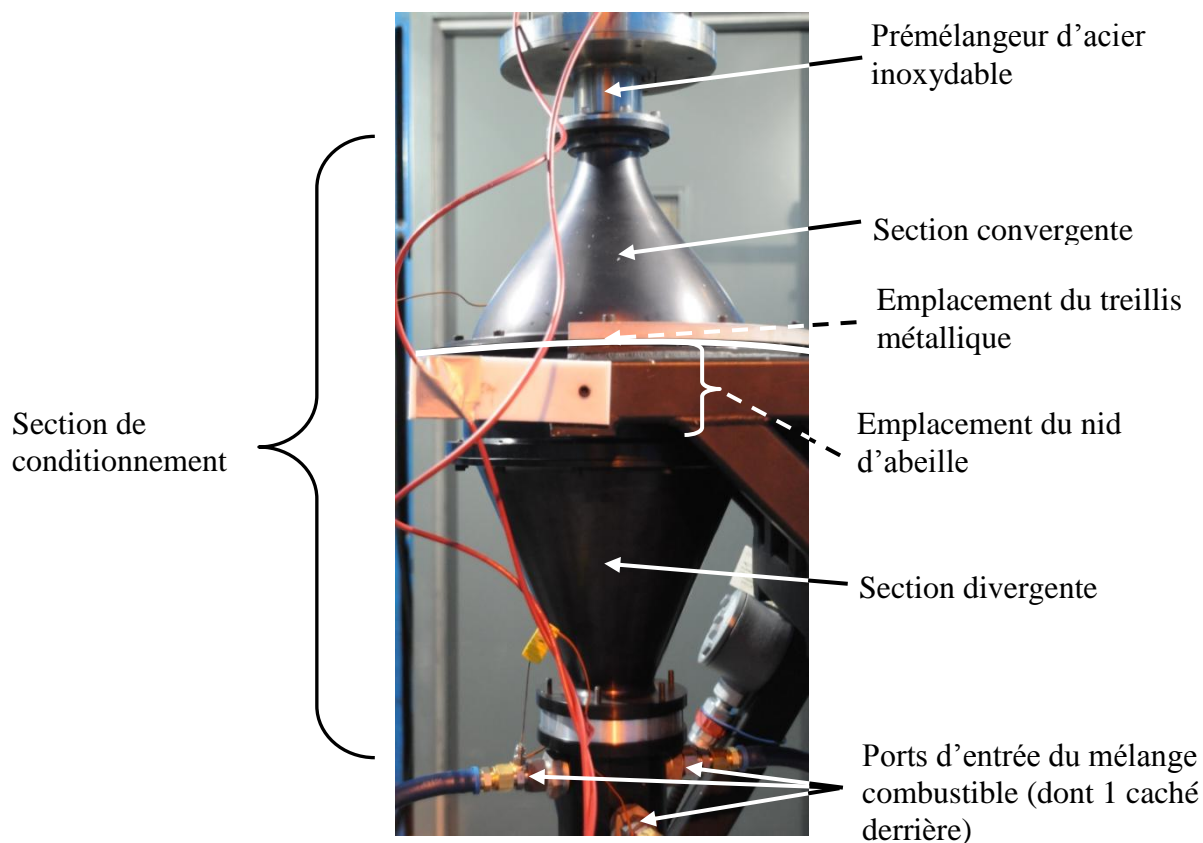


Figure 3-1: Banc d'essai

3.1.2 Chambre de combustion pour l'étude du retour de flamme dans le centre de l'écoulement

La Figure 3-2 montre la chambre de combustion utilisée pour la recherche sur le retour de flamme dans le cœur de l'écoulement et installée sur le banc d'essai décrit à la section 3.1.1. Afin d'empêcher le retour de flamme dans la section de conditionnement, un second fin treillis métallique est fixé entre la première et la deuxième partie du prémélangeur. Cette dernière est faite de quartz pour permettre l'intégration de l'actionneur plasma et supporter les hautes températures lors du retour de flamme. De plus, elle a un diamètre de 0,050 m et une longueur de 0,152 m. Vient ensuite la chambre de combustion également faite de quartz, et ayant une longueur de 0,419 m et un diamètre interne de 0,103 m. Quatre tiges filetées retiennent la deuxième section de prémélange et la chambre de combustion à la première partie du prémélangeur. De plus, deux thermocouples de type K sont installés, un dans la première partie

du prémélangeur et l'autre à la sortie de la chambre de combustion, afin de mesurer la température des réactants et des gaz d'échappement respectivement.

Un corps central tubulaire d'environ 27 mm de diamètre à travers lequel du gaz naturel, de l'air, ou un mélange des deux peut être injecté est aussi présent dans le banc d'essai. Il permet notamment de faire des expériences avec des flammes de diffusion et partiellement prémélangées. Lors des tests sur le retour de flamme dans le centre de l'écoulement, le corps central a été descendu de façon à ce que son extrémité supérieure coïncide avec la sortie de la section convergente.

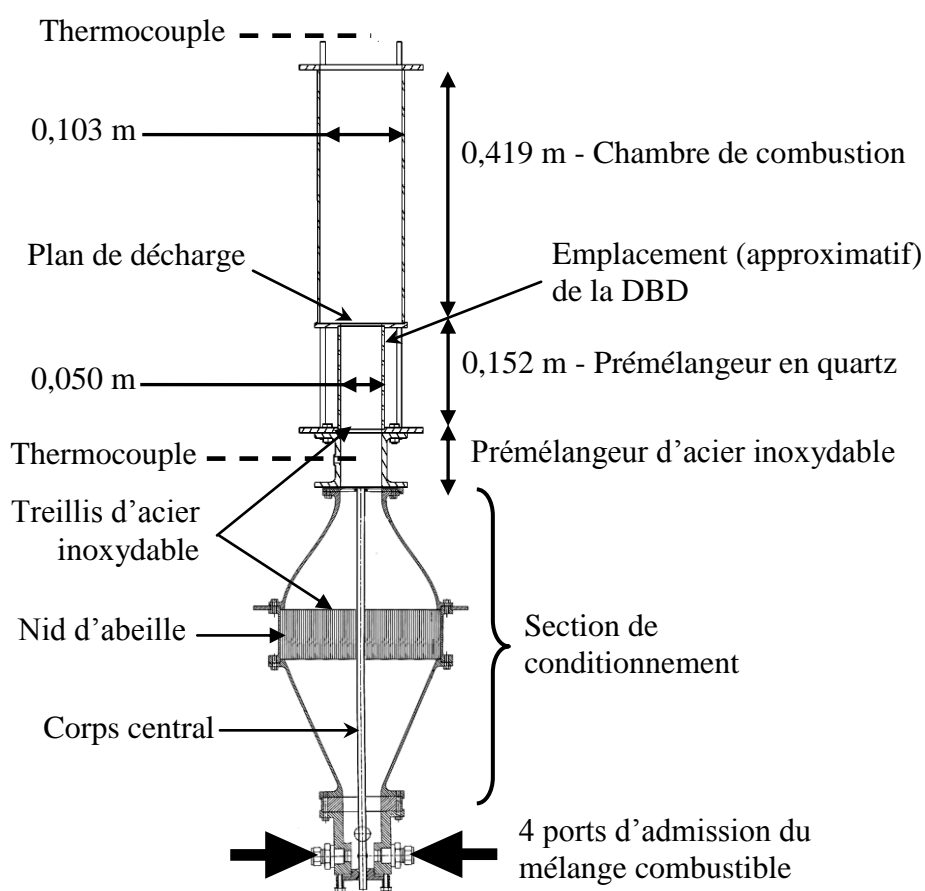


Figure 3-2: Système de combustion pour le retour de flamme dans le centre de l'écoulement

3.1.3 Chambre de combustion pour l'étude du retour de flamme dans la couche limite

La chambre de combustion utilisée pour les expériences sur le retour de flamme dans la couche limite est montrée sur la Figure 3-3. Tout d'abord, le corps central a été retiré pour maximiser la vitesse locale près de l'axe de l'écoulement. De plus, pour ces expériences, la chambre de combustion est un tube d'acier inoxydable ayant un diamètre intérieur de 0,053 m et une longueur de 0,152 m. Le fait d'avoir un diamètre faiblement supérieur à celui du prémélangeur permet tout de même à la flamme de se stabiliser sur le plan de décharge, mais il prévient en outre la formation des zones de recirculation observées dans une expansion soudaine comme celle illustrée à la Figure 2-4. Pour le reste, le montage expérimental est identique à celui montré sur la Figure 3-2. Plus particulièrement, les prémélangeurs en quartz et en acier inoxydable sont identiques et la position de la DBD est la même dans les deux cas.

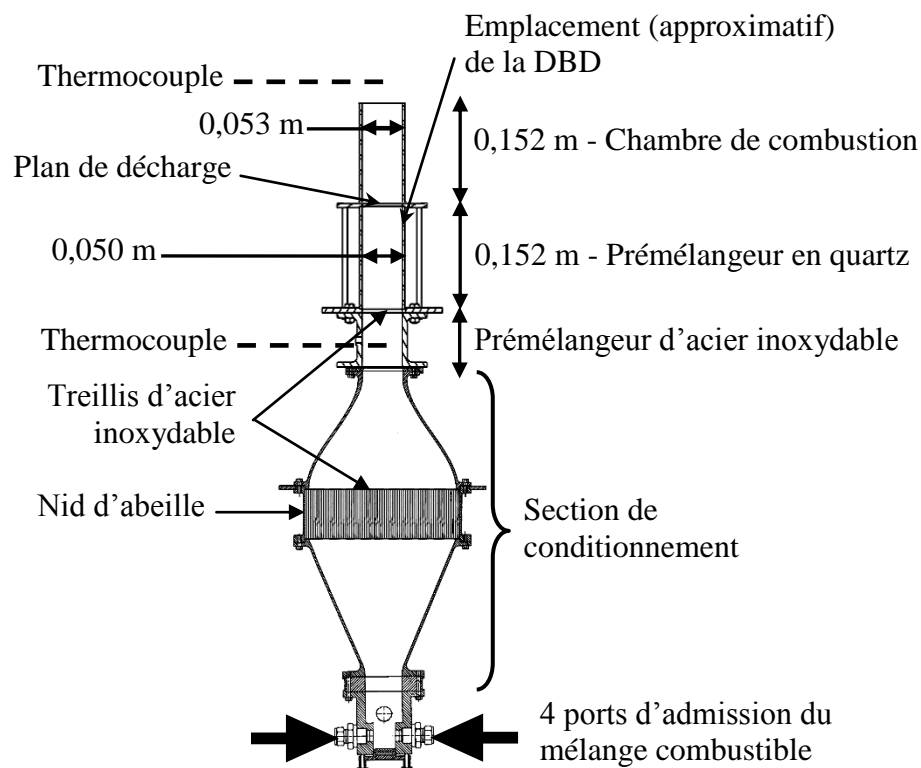


Figure 3-3: Système de combustion pour le retour de flamme dans la couche limite

3.2 Système d'admission des gaz

Le système d'admission des gaz est montré sur la Figure 3-4. L'air est d'abord comprimé, puis envoyé à un régulateur de débit massique de type thermique de marque Teledyne Hastings (HFC-303) étalonné pour des écoulements d'air de 0 à 300 litres standard par minute (SLPM) ($\pm 1\%$ de la pleine échelle). Une partie de l'air comprimé est aussi utilisée pour pressuriser l'enceinte dans laquelle les débitmètres qui ne sont pas approuvés contre les explosions sont installés. Gaz naturel et Hydrogène sont aussi envoyés à des débitmètres (HFM-200 et E-H) et leur effluent est mélangé avec l'air dans un mélangeur hélicoïdal avant d'être envoyé vers le banc d'essai.

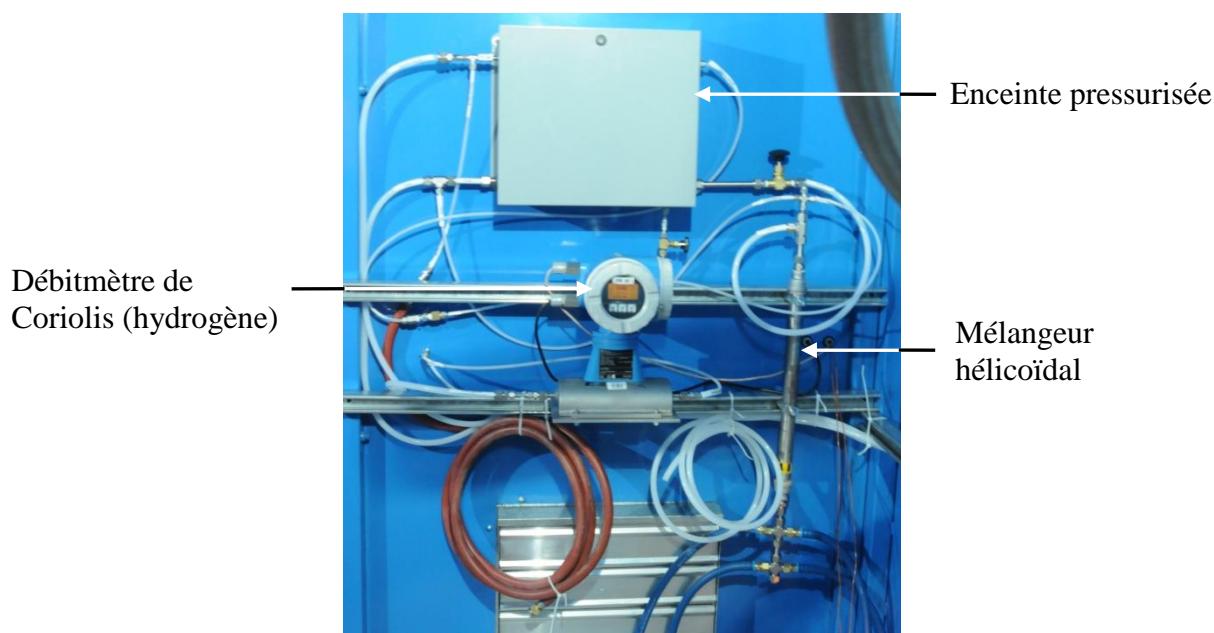
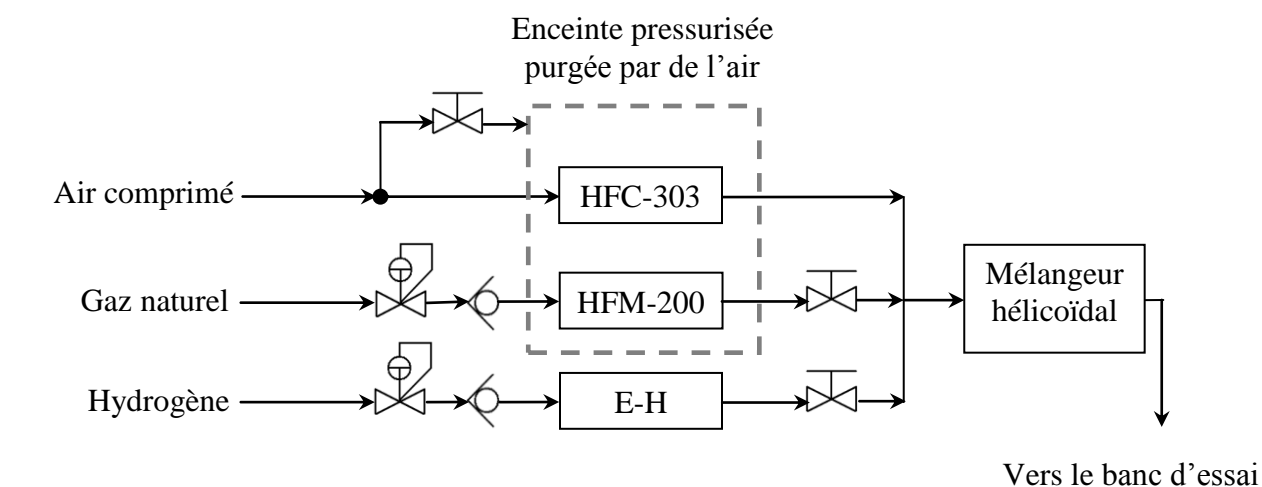


Figure 3-4: Schéma (haut) et photographie (bas) du système d'admission des gaz

En parallèle, du gaz naturel obtenu à partir du système d'approvisionnement commercial est acheminé à un débitmètre thermique Teledyne Hastings (HFM-200) étalonné pour des écoulements de 0 à 23 SLPM ($\pm 1\%$ de la pleine échelle). Son débit est contrôlé à l'aide d'une valve à aiguille manuelle placée en aval du débitmètre. La composition typique du gaz naturel mesurée par le fournisseur est donnée dans le Tableau 3-1 qui montre qu'il contient plus de 96 % de méthane. De plus, il a un pouvoir calorifique de 53,32 MJ/kg, ce qui est semblable à celui du CH_4 . De l'hydrogène stocké dans 6 réservoirs situés à l'extérieur du laboratoire et dont le débit est mesuré par un débitmètre de Coriolis (Endress + Hauser - Promass 83A, 0-15 SLPM $\pm 0,50\%$) a aussi été utilisé lors des tests sur le retour de flamme dans la couche limite. En raison de ses dimensions importantes et comme il peut résister aux explosions, le débitmètre a été placé à l'extérieur de l'enceinte pressurisée. Le débit d'hydrogène est aussi réglé par une valve à aiguille. De plus, une électrovanne et une soupape de retenue sont installées sur les deux lignes d'admission de carburant en amont des débitmètres pour des raisons de sécurité. Une fois que les écoulements d'air, de gaz naturel et d'hydrogène sont passés au travers des valves, ils sont mélangés uniformément par un mélangeur hélicoïdal, puis injectés dans le banc d'essai.

Un système d'acquisition de données composé d'un bloc de branchement blindé (National Instruments SCB-68) et d'une carte d'acquisition de données (National Instrument PCI-MIO-16XE-10, 100 000 échantillons par seconde, 16 bits) connectée à un ordinateur de bureau est utilisé pour opérer l'électrovanne intégrée au dispositif HFC-303 et pour obtenir les débits massiques mesurés par les débitmètres HFC-303, HFM-200, et Promass 83A.

Tableau 3-1: Composition typique du gaz naturel

Constituant	Pourcentage volumique
Méthane	96.49
Éthane	1.41
Azote	1.31
Dioxyde de carbone	0.68
Propane	0.09
Butane	0.01
Isobutane	0.01

3.3 Intégration et opération de la décharge à barrière diélectrique

La Figure 3-5 montre la façon par laquelle l'actionneur plasma a été intégré à la paroi de 2,5 mm d'épaisseur du prémélangeur en quartz utilisé avec les deux chambres de combustion présentées aux sections 3.1.2 et 3.1.3. Un mince tube d'acier inoxydable est inséré concentriquement au prémélangeur et s'assoit sur le treillis métallique mis à la terre décrit plus tôt. Ce cylindre d'acier est donc l'électrode mise à la terre de la DBD. Sa longueur a été choisie de façon empirique pour que son arrête supérieure soit située à 0,044 m du plan de décharge, ce qui est assez près pour maximiser l'effet du vent ionique sur la flamme, tout en étant assez loin pour prévenir la formation d'un arc électrique entre l'électrode électrisée et le plan de décharge fait d'acier inoxydable. Cette dernière est une feuille de cuivre de 0,013 m de largeur par 0,036 mm d'épaisseur ayant une couche d'adhésif de 0,038 mm sur une de ses faces. Elle est collée sur la paroi extérieure du prémélangeur en quartz et est recouverte par du ruban isolant pour éviter la formation de plasma inutilisé. L'électrode électrisée est connectée à un générateur de hauts voltages Minipuls 6 de la compagnie Electrofluidsystem pouvant produire des tensions alternatives jusqu'à 68 kV_{c-c} à des fréquences dans la plage 1-30 kHz. Dans la configuration actuelle, la DBD injecte son jet ionique dans la même direction que l'écoulement, donc vers la chambre de combustion.

La Figure 3-6 montre le signal électrique appliqué aux électrodes pendant les expériences. Il s'agit d'une onde triangulaire, dont les sommets sont arrondis, ayant une amplitude de 19,2 kV_{c-c} et une fréquence de 4 kHz. Le voltage a été mesuré à l'aide de la sonde installée sur le générateur électrique qui était connectée à un oscilloscope Tektronik 3052 (2 canaux, bande passante : 500 MHz, fréquence d'échantillonnage : 5 GHz). La Figure 3-6 présente aussi le courant produit par le générateur. Il a été mesuré à l'aide d'un capteur de courant de marque PEARSON (modèle 4100) relié au deuxième canal de l'oscilloscope. On remarque que le courant oscille autour de zéro ampère et qu'il est déphasé d'environ 90 degrés par rapport à la tension. De plus, comme le soulignent les rectangles pointillés sur la Figure 3-6, le courant présente des impulsions qui indiquent que la décharge se produit. Ces caractéristiques du signal représentent bien le fait que le courant global est en fait composé de deux courants, l'un capacitif, puisqu'une décharge à barrière diélectrique agit simplement comme un condensateur, et l'autre de décharge

(Moreau et al., 2007; Dong 2008). Aussi, on voit que le plasma est généré uniquement pour une fraction de la période d'actionnement. Toutefois, puisque la période du signal alternatif est plus courte que le temps caractéristique de l'écoulement par environ un à deux ordres de grandeur, il est courant de considérer la génération du plasma, ainsi que la force et le jet induits, comme des processus quasi continus (Lemire, 2008).

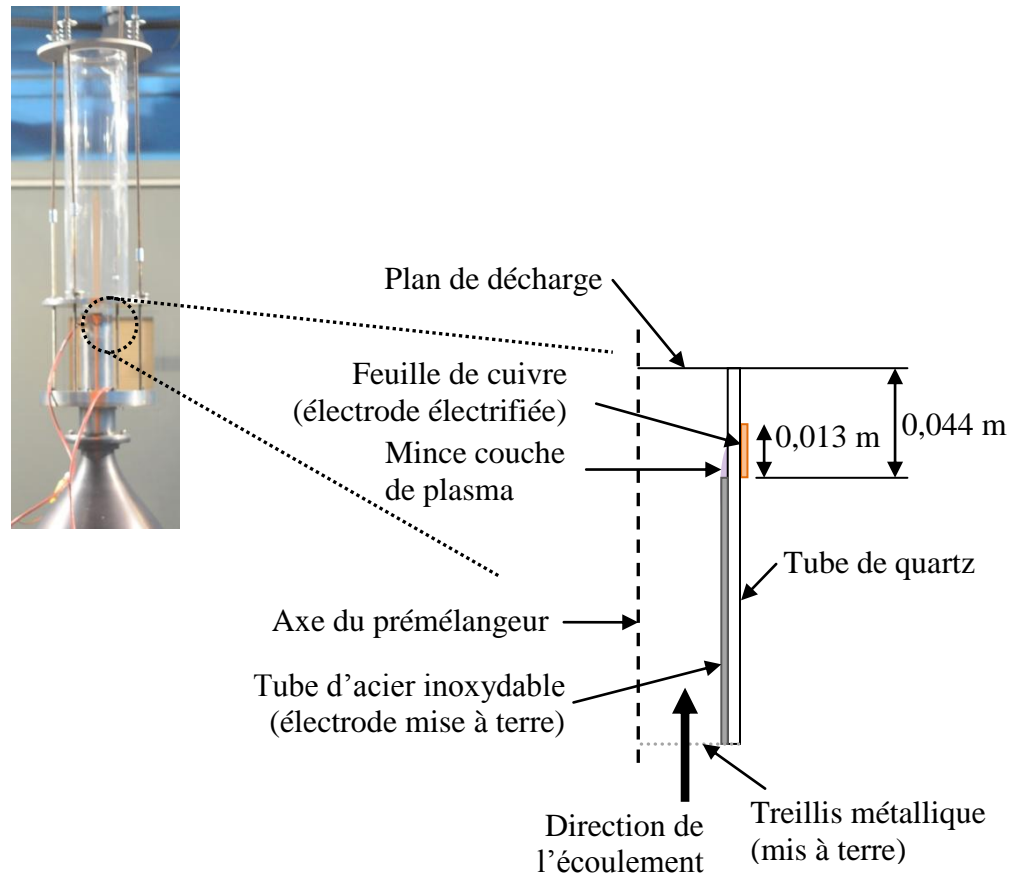


Figure 3-5: Schéma de l'intégration de la DBD dans le prémélangeur en quartz

Afin de calculer la puissance électrique fournie au système, la valeur efficace (*root mean square ou r.m.s.*) du courant (0,027 A) et de la tension (5,8 kV) a été calculée à partir des deux signaux de la Figure 3-6. De cette façon, on a trouvé que la puissance totale produite par le générateur est 156,6 W. Pour les débits de carburants étudiés, la puissance électrique représente entre 2,4 et 4,4 % de la puissance thermique de la chambre de combustion, calculée en

multipliant le pouvoir calorifique du carburant par son débit, ce qui est somme toute minime. De surcroît, il faut comprendre que la puissance électrique est fournie à tout le système, et non pas seulement à l'actionneur. En particulier, lors des essais, du plasma inutilisé était produit tout le long des fils reliant le générateur de hauts voltages et la DBD, puisque ces derniers n'étaient pas fabriqués pour empêcher sa génération. De plus, ils étaient torsadés l'un autour de l'autre afin de minimiser les interférences électromagnétiques. La majeure partie du plasma était donc produite autour des fils et non pas dans la section de test. De plus, le système électrique (l'assemblage de l'actionneur, du générateur et des fils) n'a pas été optimisé en vue de minimiser les autres sources de perte de puissance identifiées par Roth et al. (2006) qui sont la puissance réactive, le chauffage diélectrique et la puissance de maintien du plasma. En fait, l'actionneur a été ajusté pour atteindre l'objectif principal de la présente recherche qui est de démontrer le potentiel de l'actionnement plasma à contrôler le retour de flamme. Il semble donc possible qu'en optimisant le système, on puisse diminuer significativement les pertes et ainsi réduire la quantité d'énergie électrique nécessaire pour opérer. Une évaluation de la proportion de plasma utilisée pour contrôler le retour de flamme (DBD) par rapport à la quantité globale de plasma produite (autour des fils + DBD) a permis de constater que les pertes pourraient être diminuées par environ un ordre de grandeur en optimisant le système.

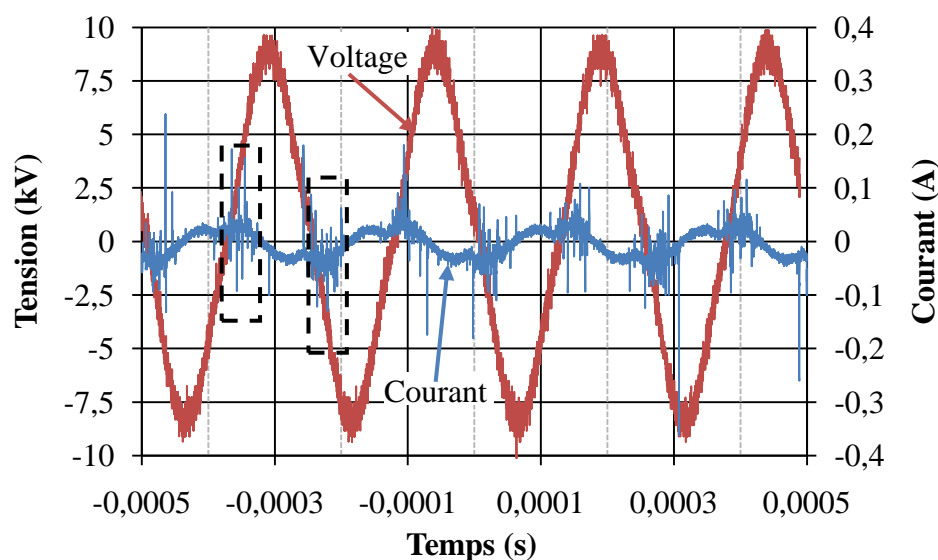


Figure 3-6: Tension et courant produits par le générateur de hauts voltages

3.4 Appareils de mesure

Des photographies de la flamme à diverses conditions d'opération ont été prises avec un appareil photo numérique Nikon D300 ayant une résolution de 12,3 mégapixels, une vitesse d'obturation comprise dans la plage 1/8000s-30s, et une cadence maximale de 8 images par seconde. Deux lentilles différentes ont été utilisées soit l'AF NIKKOR 50mm f/1.8D et l'AF Nikkor 85mm f/1.8D. L'appareil a été monté à côté du banc d'essai avec le plan de l'image parallèle à l'axe de la chambre de combustion.

De plus, puisque le retour de flamme est un phénomène plutôt rapide, une caméra haute vitesse MS70K Mega Speed de la compagnie Canadian Photonic Labs Inc. prenant des vidéos en noir et blanc à des cadences supérieures à 1000 images par seconde a été utilisée. De cette façon, on a pu observer la dynamique de la flamme durant sa propagation et déterminer avec certitude à quel endroit elle le faisait. Pour tous les tests, la caméra haute vitesse était installée tout juste à côté de la caméra Nikon D300.

Pour caractériser le profil de vitesse axiale au plan de décharge, avec et sans actionnement, des mesures par anémométrie à fil chaud à une composante ont été prises environ 1 mm en aval du plan de décharge dans des écoulements isothermes et non réactifs. Le schéma de montage est montré à la Figure 3-7. Le débit massique d'air passant à travers la chambre de combustion au cours de ces mesures était réglé pour que la vitesse moyenne de l'écoulement dans le prémélangeur, calculée en divisant le débit volumique par l'aire frontale du tube, coïncide avec celle observée lors des expériences de combustion. Pour l'acquisition de ces données, le système d'anémométrie StreamLine Research CTA de Dantec Dynamics équipé d'un appareil automatique de calibration a été utilisé et il était contrôlé par le logiciel Streamware. Pour tous les points mesurés, 10 000 échantillons ont été enregistrés à une fréquence d'échantillonnage de 3 kHz. Pour empêcher les interférences électromagnétiques de la DBD opérée à 4 kHz d'influencer les mesures, le filtre passe-bas du système d'anémométrie à fil chaud a été fixé à 3 kHz. Lors de ces mesures, la chambre de combustion pour les tests sur le retour de flamme dans le centre de l'écoulement a été remplacée par un tube plus court de même diamètre pour permettre l'introduction de la sonde (modèle 55P11) à partir de l'extrémité supérieure. Quant à la chambre

de combustion utilisée pour les essais sur le retour de flamme dans la couche limite, elle est demeurée inchangée lors des mesures de profils de vitesse.

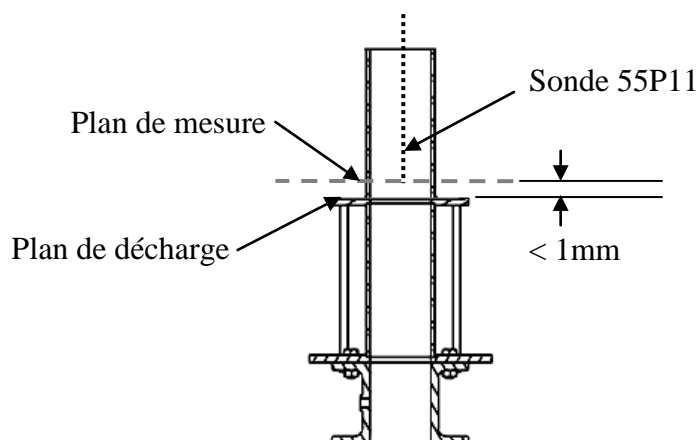


Figure 3-7: Schéma de montage des mesures par anémométrie à fil chaud

3.5 Procédure expérimentale

Lors des expériences, la flamme était allumée à l'aide d'un dispositif électrique produisant une étincelle entre la pointe d'un mince fil métallique et d'une pièce d'acier inoxydable dans le voisinage du point de stabilisation de la flamme. Pour l'étude du retour de flamme dans le cœur de l'écoulement, cette pièce était le plan de décharge, alors que pour le retour de flamme dans la couche limite, il s'agissait de la chambre de combustion elle-même. Une fois la réaction bien enclenchée, le dispositif était retiré de la zone de test. Si le montage expérimental était à la température ambiante au moment de l'allumage, on laissait la flamme brûler 5 minutes afin de permettre aux différentes composantes d'atteindre l'équilibre thermique.

Pendant les expériences, les débits de carburant étaient ajustés à une valeur constante et prédéterminée en utilisant les valves à aiguille. Puis, le débit d'air était réduit à l'aide du système d'acquisition de données à un rythme lent et régulier vers les conditions de retour de flamme. Une fois la propagation de la flamme dans le prémélangeur complétée, le débit d'air était augmenté afin de retourner à un régime d'opération pour lequel la flamme brûle de façon stable dans la chambre de combustion. Pour tous les diagrammes de stabilité, sept retours de flamme

ont été induits pour chaque point expérimental. Les débits de carburant et d'air des cinq derniers ont été moyennés et utilisés pour produire les points expérimentaux sur les figures, tandis que les deux premiers n'ont pas été considérés, car ils visaient principalement à chauffer la section de prémélange. Pour assurer une bonne précision des résultats, les expériences ont été menées à un rythme aussi régulier que possible de telle sorte que le délai entre chaque retour de flamme était pratiquement constant (~ 4 minutes). Une procédure presque identique a été suivie pour produire les séries de données pour le détachement et le soufflage de la flamme. La différence avec les expériences sur le retour de flamme étant que le débit d'air a dû être augmenté pour les engendrer. Afin de caractériser clairement l'effet de l'actionnement plasma sur les différentes limites de la chambre de combustion, les expériences ont été répétées deux fois, la première avec et la seconde sans actionnement plasma.

3.6 Calcul de la richesse à partir des données expérimentales

Dans un mélange pour lequel le comburant est de l'air, la richesse est définie comme le rapport du ratio carburant-comburant mesuré et du ratio carburant-comburant aux conditions stœchiométriques (Kuo, 2005) :

$$\phi = \frac{F/A}{[F/A]_{ST}} \quad (3-1)$$

où le ratio F/A peut être sur une base massique ou molaire. Toutefois, pour le calcul de la richesse, le numérateur et le dénominateur doivent être de même base. Pour un mélange d'hydrogène, de méthane et d'air, on peut montrer comme cela est fait à l'annexe B que le ratio carburant-comburant aux conditions stœchiométriques est :

$$[F/A]_{ST} = \frac{(1-X_{H_2,C}) \cdot M_{CH_4} + X_{H_2} \cdot M_{Air}}{\left[2 \cdot (1-X_{H_2,C}) + \frac{X_{H_2}}{2}\right] \cdot M_{Air} \cdot 4,762} \quad (3-2)$$

Dans l'équation (3-2), $X_{H_2,C}$ est la fraction molaire d'hydrogène dans le mélange de carburants.

Aux conditions réelles, le ratio carburant-comburant prend la forme suivante :

$$[F/A] = \frac{\dot{m}_{\text{carburant}}}{\dot{m}_{\text{Air}}} = \frac{Q_{\text{Std},CH_4} \cdot M_{CH_4} + Q_{\text{Std},H_2} \cdot M_{H_2}}{Q_{\text{Std},Air} \cdot M_{Air}}. \quad (3-3)$$

Dans cette dernière équation, Q_{Std} est le débit volumique aux conditions standards mesuré par les débitmètres HFM-200, HFC-303 et Promass 83A. Après plusieurs manipulations mathématiques faites à l'annexe B, on trouve que la richesse est calculée de la façon suivante à partir des mesures expérimentales :

$$\phi = \frac{4,762}{Q_{\text{Std},Air}} \cdot \left(2 \cdot Q_{\text{Std},CH_4} + \frac{Q_{\text{Std},H_2}}{2} \right) \quad (3-4)$$

CHAPITRE 4 RÉSULTATS ET ANALYSE

Le chapitre 4 porte sur la présentation et l'analyse des résultats. Dans un premier temps, il sera question du retour de flamme dans le centre de l'écoulement, et subséquemment de celui se produisant dans la couche limite. Dans les deux cas, la structure de la flamme sera analysée et la performance de chaque chambre de combustion sera caractérisée à l'aide du diagramme de stabilité.

4.1 Retour de flamme dans le cœur de l'écoulement

4.1.1 Structure de la flamme

La Figure 4-1 et la Figure 4-2 montrent des images de la flamme à un débit de carburant de 0,102 g/s, sans et avec actionnement plasma respectivement, pour différents débits d'air, donc à plusieurs richesses. Lors de la prise des photographies (a) à (d) de chaque figure, l'objectif NIKKOR 85mm a été utilisé, tandis qu'il s'agissait de l'objectif NIKKOR 50mm pour les autres. L'emplacement de la caméra est demeuré le même pour la prise de toutes les photographies. Sur les deux figures, les lignes grises verticales représentent les parois du prémélangeur et de la chambre de combustion, et les horizontales le plan de décharge.

Afin de vérifier si les différences dans la structure de la flamme entre la Figure 4-1 et la Figure 4-2 sont réellement causées par une modification de l'écoulement par la DBD, des profils de vitesse de l'écoulement ont été mesurés. Comme on le mentionne à la section 3.4, ces mesures ont été faites dans un écoulement non réactif d'air, à moins d'un millimètre en aval du plan de décharge et sur une ligne imaginaire passant par le centre du prémélangeur. Les profils de la Figure 4-3 ont été mesurés à un débit d'air correspondant aux conditions d'opération stable de la flamme qu'on peut observer sur l'image (a) de la Figure 4-1 et de la Figure 4-2. On remarque que les profils de vitesse montrent un minimum local près de l'axe central du prémélangeur, ce qui est caractéristique d'un écoulement s'échappant d'une section convergente qui n'a pas traversé une distance suffisante dans un tube pour être pleinement développé. Le graphique montre aussi que la DBD entraîne une augmentation du gradient de vitesse près de la paroi. Puisque le débit

massique était gardé constant lors des mesures, cette augmentation de la vitesse au mur est compensée par un ralentissement près de l'axe du tube.

La forme de la flamme, qui est similaire à la lettre M sur la plupart des photographies de la Figure 4-1, peut être expliquée à l'aide du profil de vitesse sans actionnement plasma tracé sur la Figure 4-3. On sait qu'une flamme laminaire immobile est obtenue lorsque sa vitesse (S_L) est égale à la vitesse d'écoulement normale au front de flamme ($\overline{u_\perp}$) comme le montre l'équation (2-1). En conséquence, plus l'écoulement est rapide en comparaison à la vitesse de flamme, plus l'angle θ est petit et le front de flamme incliné par rapport à l'horizontale. Or, le profil de vitesse de la Figure 4-3 montre que les vitesses axiales maximales sont observées dans les premiers 5 à 7 mm à partir de la paroi du prémélangeur. Ces vitesses de 1,23 à 1,28 m/s sont de 5,2 à 5,5 fois plus élevées que la vitesse de flamme laminaire du méthane (0,236 m/s) mesurée à cette condition d'opération (Vagelopoulos et al., 1998). Ainsi, cela explique pourquoi la flamme est si étirée et sa pente si abrupte près de la paroi du prémélangeur. Près de l'axe central, on remarque que la vitesse locale est réduite ($\sim 0,9$ m/s), ce qui explique pourquoi la flamme s'y stabilise plus en amont. En somme, la forme du front de flamme est directement reliée à celle du profil de vitesse axiale à la décharge du prémélangeur.

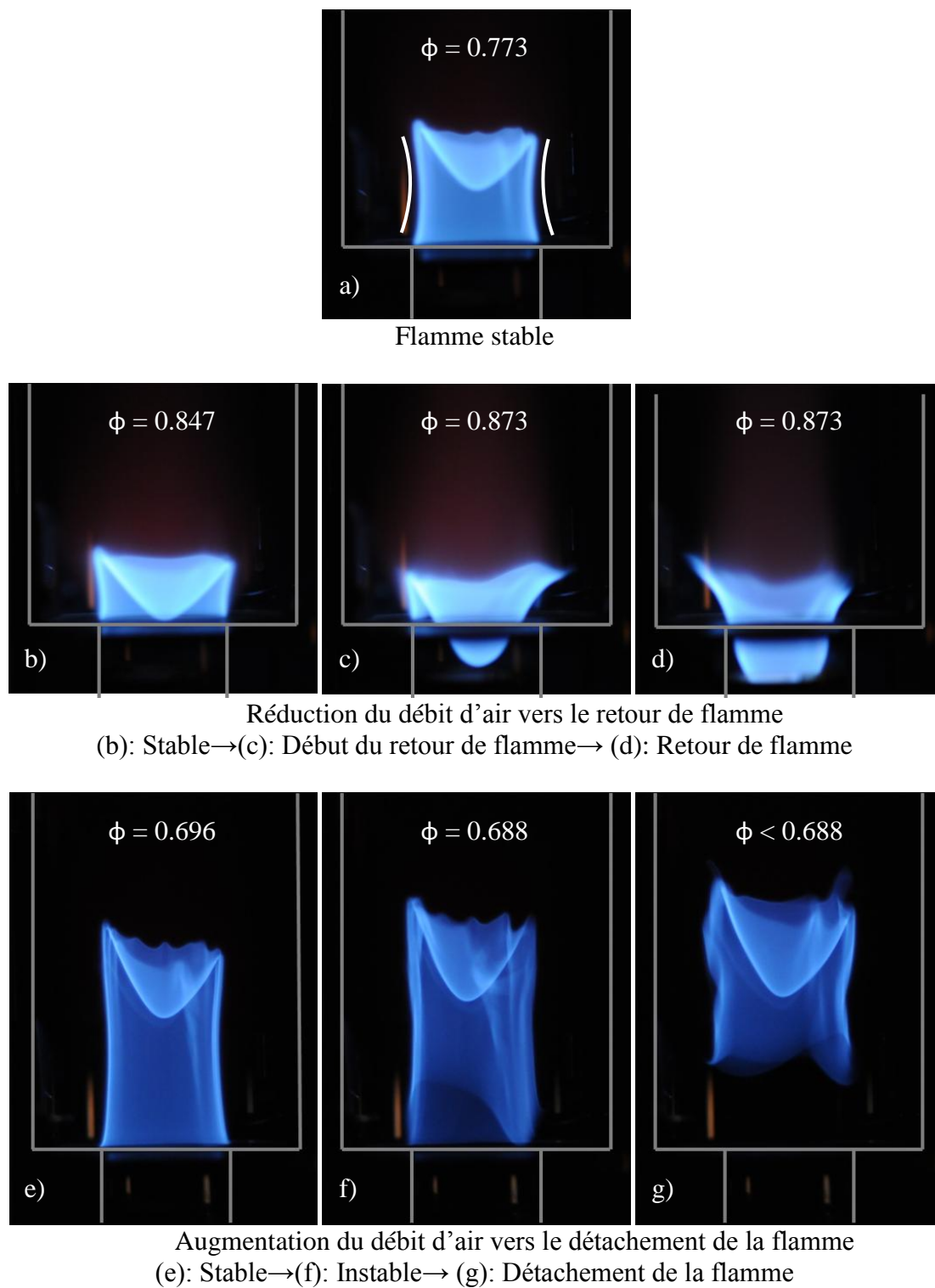


Figure 4-1: Structure de la flamme, sans actionnement plasma, à un débit de carburant de 0,102 g/s et pour plusieurs richesses

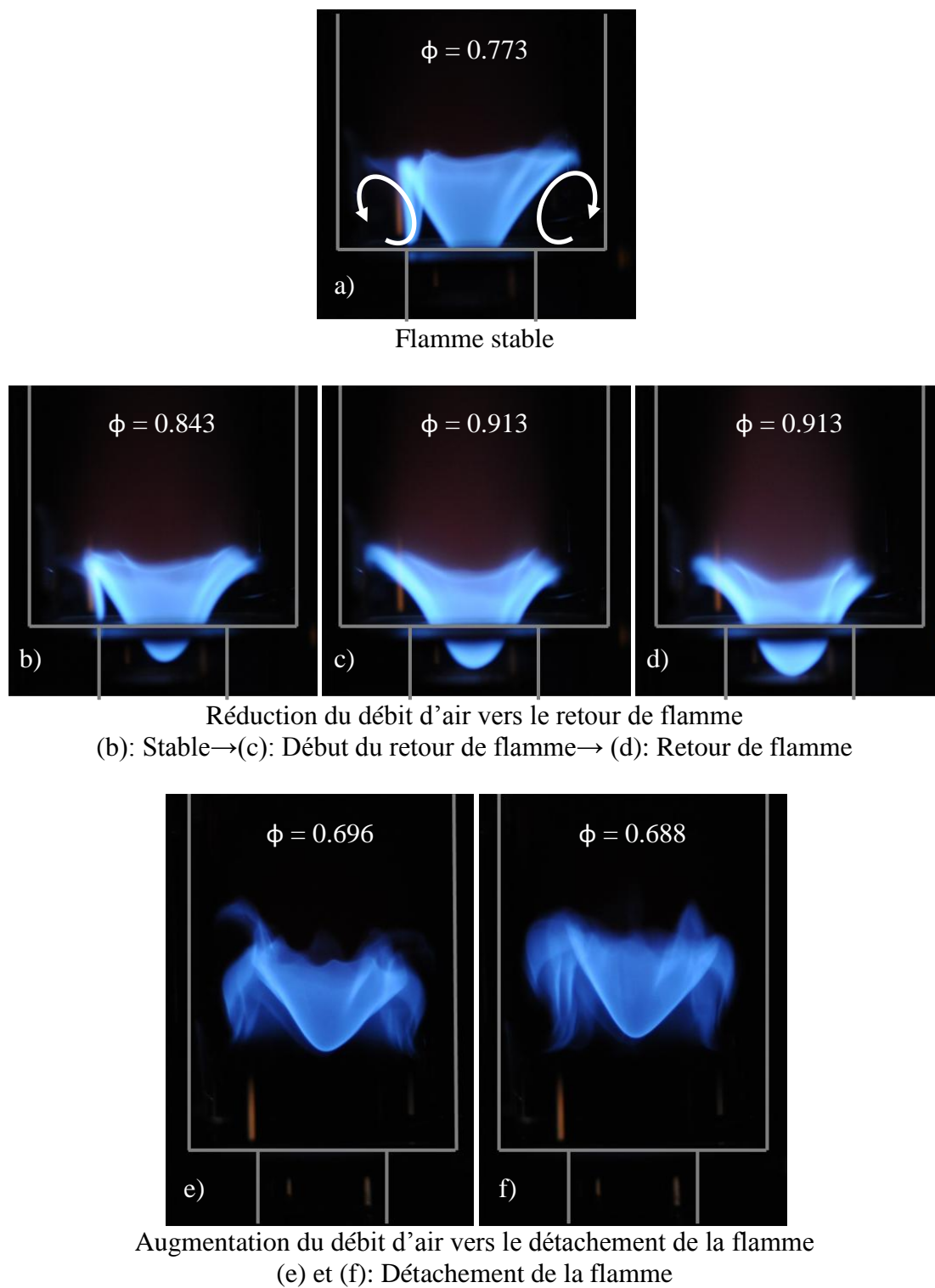


Figure 4-2: Structure de la flamme, avec actionnement plasma, à un débit de carburant de 0,102 g/s et pour plusieurs richesses

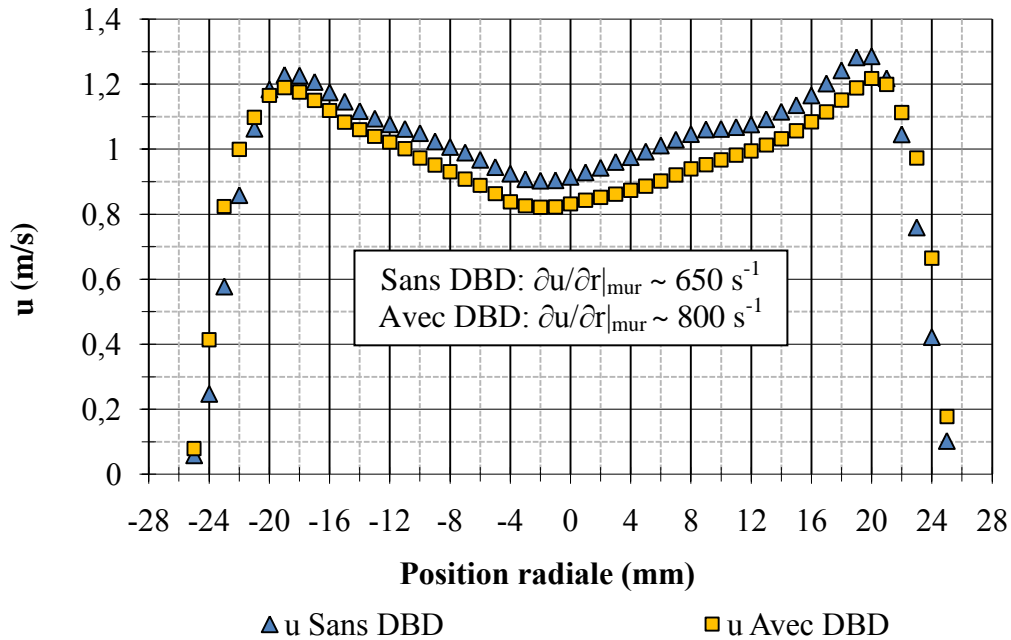


Figure 4-3: Profils de la vitesse avec et sans DBD pour un débit d'air de 2,38 g/s correspondant au régime d'opération stable de la flamme à un débit de carburant de 0,102 g/s

La photographie (a) de la Figure 4-1 et de la Figure 4-2 montre une flamme stable aux mêmes débits massiques d'air et de gaz naturel. Une comparaison de ces deux images permet d'observer que le mécanisme de stabilisation de la flamme est différent sans et avec actionnement plasma. Dans le premier cas, elle est ancrée à l'arrête supérieure du prémélangeur (plan de décharge), tandis que dans le deuxième, la DBD force la flamme à s'asseoir sur le vortex toroïdal situé en aval du plan de décharge (voir Figure 2-4). Par le passé, une telle zone de recirculation a été observée expérimentalement dans des écoulements réactifs (Banhawya, Sivasegaramb, & Whitelaw, 1983; Pitz & Daily, 1983). L'accélération de la vitesse locale de l'écoulement près du mur du prémélangeur a pour effet d'augmenter l'intensité de ce tourbillon, favorisant la stabilisation de la flamme dans la chambre de combustion.

De plus, la comparaison de la Figure 4-1 et de la Figure 4-2 permet de constater que la mise en marche de la DBD modifie les caractéristiques de la flamme pour toutes les conditions d'opération. Cela est vrai autant lorsque la richesse est augmentée vers les conditions de retour de flamme, que réduite vers les conditions de détachement de la flamme. En particulier, à une richesse de 0,696 qui correspond à l'image (e) sur les deux figures, la flamme est attachée au plan

de décharge pour le cas sans actionnement plasma, alors qu'elle est détachée pour le cas actionné. Donc, elle se détache à un plus petit débit d'air lorsque la DBD est en fonction. Cela n'est pas surprenant puisqu'on sait que le détachement de la flamme se produit si le gradient de vitesse à la paroi du prémélangeur dépasse une certaine valeur seuil (Wohl, 1952; Lewis et al., 1961). Or, la comparaison des profils de vitesse de la Figure 4-3 montre qu'un des effets de la DBD est justement d'augmenter le gradient de vitesse à la paroi (de plus de 18,5 % dans ce cas). Cela explique pourquoi la flamme se détache à un plus petit débit d'air (plus grande richesse) avec la DBD en fonction.

En ce qui concerne le retour de flamme, les photographies (b) à (d) de la Figure 4-1 montrent que pour le cas sans actionnement, le point de stabilisation de la flamme voyage graduellement en amont au fur et à mesure que la richesse est augmentée en suivant l'axe du prémélangeur jusqu'à ce que la flamme se détache complètement du plan de décharge. Immédiatement après, la flamme se propage dans la section de prémélange. Cependant, pour le cas avec actionnement plasma de la Figure 4-2, bien que la flamme franchisse le plan de décharge vers le prémélangeur comme sur l'image (b), elle demeure stabilisée dans la chambre de combustion jusqu'à de plus grandes richesses avant de commencer à se propager.

La Figure 4-4 et la Figure 4-5 montrent plus en détail le processus de retour de flamme qui se produit entre les images (c) et (d) de la Figure 4-1 et de la Figure 4-2. Ces photographies ont été obtenues avec la caméra haute vitesse à une cadence de 1000 images par seconde et un temps d'exposition de 1000 μ s. La barre noire divisant la flamme en deux parties sur les images est le plan de décharge. La flamme ne peut pas être observée sur toute la longueur du prémélangeur en raison de la présence du tube en acier inoxydable servant d'électrode mise à la terre. Pour le cas non actionné (Figure 4-4), la flèche blanche indiquant le point d'ancrage dans le plan de la photographie (a), prise 3,10 secondes avant que le retour de flamme se produise, montre que la flamme est partiellement attachée au plan de décharge comme sur la Figure 4-1 (c). À $t = -1,21$ s, elle est entièrement détachée, et à $t = 0$ s, la flamme a remonté tout le prémélangeur, ce qui correspond à la Figure 4-4 (c). Pour le cas actionné de la Figure 4-5, l'image (a) démontre que la flamme est déjà détachée du plan de décharge à $t = -5,40$ secondes et

qu'elle le reste jusqu'à ce que le processus de retour de flamme soit complété. Le délai entre le détachement et le retour de flamme est donc beaucoup plus court pour le cas sans actionnement plasma. En fait, les deux phénomènes ne sont pas reliés pour le cas avec la DBD en marche, car comme on l'a montré plus tôt, son effet est de détacher la flamme du plan de décharge et de la stabiliser sur le vortex toroïdal.

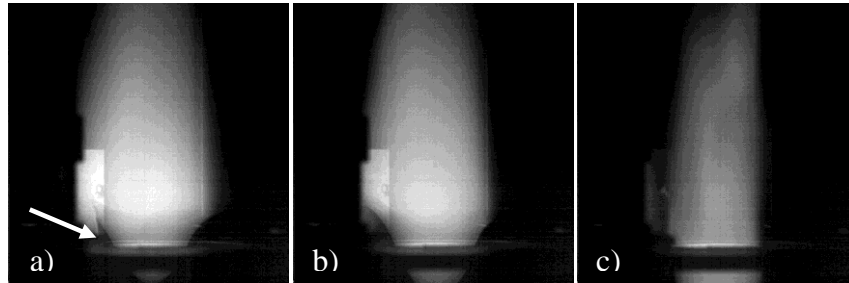


Figure 4-4: Retour de flamme à un débit de carburant de 0,102 g/s sans DBD: a) $t=-3.10$ s; b) $t=-1.21$ s; c) $t=0$ s

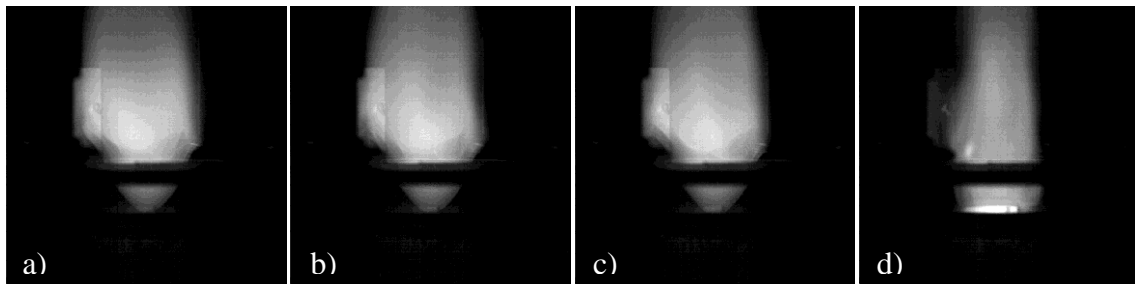


Figure 4-5: Retour de flamme à un débit de carburant de 0,102 g/s avec DBD: a) $t=-5.40$ s; b) $t=-3.10$ s; c) $t=-1.21$ s; d) $t=0$ s

4.1.2 Diagramme de stabilité

La performance de la chambre de combustion est caractérisée par le diagramme de stabilité de la Figure 4-6. Les limites de retour, de détachement et de soufflage de la flamme délimitent quatre zones différentes dans lesquelles elle peut opérer. Ces limites ont été obtenues en gardant le débit de carburant à une valeur fixe et prédéterminée, et en variant le débit d'air soit vers les conditions de retour de flamme, ou vers celles de détachement et de soufflage de la flamme. En ce qui concerne le retour de flamme, de plus petits débits massiques d'air entraînent des vitesses d'écoulement réduites et de plus grandes richesses, ce qui pour des mélanges pauvres

cause une vitesse de flamme plus élevée (Vagelopoulos et al., 1998). Ainsi, dans les conditions actuelles, la réduction du débit d'air favorise la propagation en amont de la flamme de deux façons différentes. Ce phénomène correspond à la région supérieure du diagramme de stabilité et aux photographies (c) et (d) de la Figure 4-1 et de la Figure 4-2.

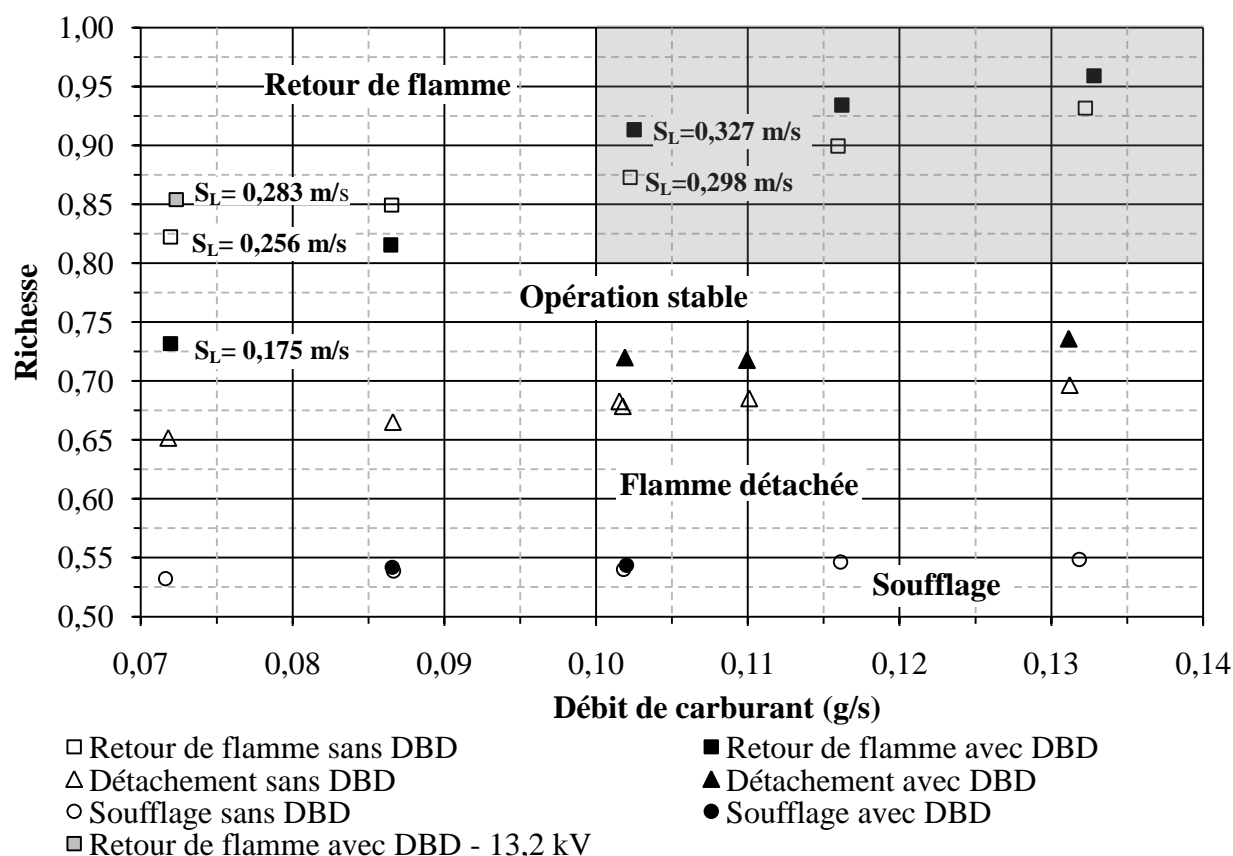


Figure 4-6: Diagramme de stabilité de la chambre de combustion, avec et sans DBD

À l'opposé, au fur et à mesure que le débit d'air est augmenté, la vitesse de l'écoulement dans le prémélangeur croît et la richesse diminue, tout comme la vitesse de flamme. Pour un débit d'air suffisamment élevé, la flamme commence à se détacher du plan de décharge. Ce point d'opération correspond à la limite de détachement définie par les triangles sur le diagramme de stabilité de la Figure 4-6. Une fois détachée, la flamme est instable et sa surface n'est pas aussi lisse que pour les débits d'air inférieurs. Ultimement, si une trop grande quantité d'air passe à travers la chambre de combustion, la flamme est poussée hors de cette dernière et elle s'éteint au

cours du processus. Ce phénomène appelé soufflage est observé pour les conditions d'opération situées sous la limite définie par les cercles de la Figure 4-6.

En pratique, une chambre de combustion flexible en ce qui a trait au carburant utilisé (*fuel-flexible*) en est une pour laquelle la région d'opération stable est aussi vaste que possible. Dans la présente étude, l'objectif était de repousser la limite de retour de flamme en augmentant la richesse à laquelle ce phénomène se produit vers la stœchiométrie par l'utilisation d'une DBD. Sur le plan de la richesse, une amélioration maximale de 4,6 % a été atteinte à un débit de gaz naturel de 0,102 g/s, avec une tension crête-à-crête de 19,2 kV et une fréquence de 4 kHz appliquées à la DBD. Le fait que la richesse augmente signifie non seulement que le retour de flamme se produit à un débit d'air plus faible (-4,2 %) comme on peut le conclure de l'équation (3-4), mais aussi implicitement qu'il survient à une vitesse de flamme (S_L) supérieure, ces deux paramètres ayant pour effet de favoriser la propagation de la flamme. Pour cette raison, des vitesses de flamme laminaire calculées à partir des données de Vagelopoulos et al. (1998) et Van Mareen et. al. (1994) ont été insérées sur le diagramme de stabilité pour quelques points de retour de flamme. Elles montrent qu'à un débit de carburant de 0,102 g/s, soit le point où la DBD a un effet maximal, le retour de flamme se produit à une vitesse de flamme 9,8 % plus élevée avec actionnement plasma. Par conséquent, si les expériences étaient faites à richesse constante, donc à une vitesse de flamme fixe, en variant simultanément les débits d'air et de carburant, la réduction du débit massique (carburant + air) pour lequel le retour de flamme a lieu, donc l'amélioration la limite proprement dite, aurait été certainement supérieure au cas présent. En ne considérant l'amélioration de la limite de retour de flamme que sur la base de la richesse, on sous-estime donc l'effet positif de la DBD sur cette limite d'opération.

Une analyse plus poussée des résultats a été faite afin de déterminer à quel point on sous-évalue l'amélioration de la limite dans la présente recherche. Pour ce faire, les données comprises dans la région rectangulaire grisée de la Figure 4-6 ont été retracées sur la Figure 4-7. Sur cette dernière, on observe que les points avec et sans actionnement plasma sont bien décrits par une droite. En effet, le coefficient de régression linéaire (R^2) est égal à 1 pour les deux séries de données. Cela permet donc de faire des interpolations linéaires entre les points expérimentaux.

Deux cas ont été analysés. Le cas 1 est celui pour lequel le retour de flamme sans DBD se produit à une richesse de 0,959 et à un débit de carburant de 0,133 g/s. Le Tableau 4-1 montre qu'à un débit de carburant constant, l'amélioration de la limite de retour de flamme schématisée par la flèche grise verticale sur la Figure 4-7 est de 2,95 % en terme de richesse ($\Delta\phi$) et que la propagation se produit à une vitesse de flamme (S_L) 4,44 % plus grande avec la DBD en fonction. Quant à l'amélioration de la limite de retour de flamme à une richesse donnée, donc à S_L fixe, illustrée par la flèche grise horizontale de la Figure 4-7, elle est de -13,4 % en fonction du débit massique total (air + carburant) comme l'indique le Tableau 4-2. La DBD permet donc d'empêcher le retour de flamme à un débit jusqu'à 13,4 % inférieur en comparaison au cas non actionné. Pour ce qui est du cas 2, pour lequel les conditions de propagation de flamme sans DBD ont été interpolées, le Tableau 4-1 montre qu'à un débit de carburant constant, $\Delta\phi$ est égal à 3,39 % et ΔS_L à 5,50 %, tandis que la limite de retour de flamme à une richesse constante ($\Delta\dot{m}_{Total}$) s'améliore de 16,6 %. Il est donc clair qu'évaluer le potentiel des actionneurs plasma à empêcher le retour de flamme en calculant la variation de richesse, avec et sans DBD, à un débit de carburant constant, a pour effet de sous-estimer la technologie.

Tableau 4-1: Amélioration de la limite de retour de flamme à débit de carburant constant

Cas	ΔS_L (%)	$\Delta\phi$ (%)
1	4,44 %	2,95 %
2	5,50 %	3,39 %

Tableau 4-2: Amélioration de la limite de retour de flamme à richesse constante

Cas	$\Delta\dot{m}_{Total}$ (%)
1	-13,4 %
2	-16,6 %

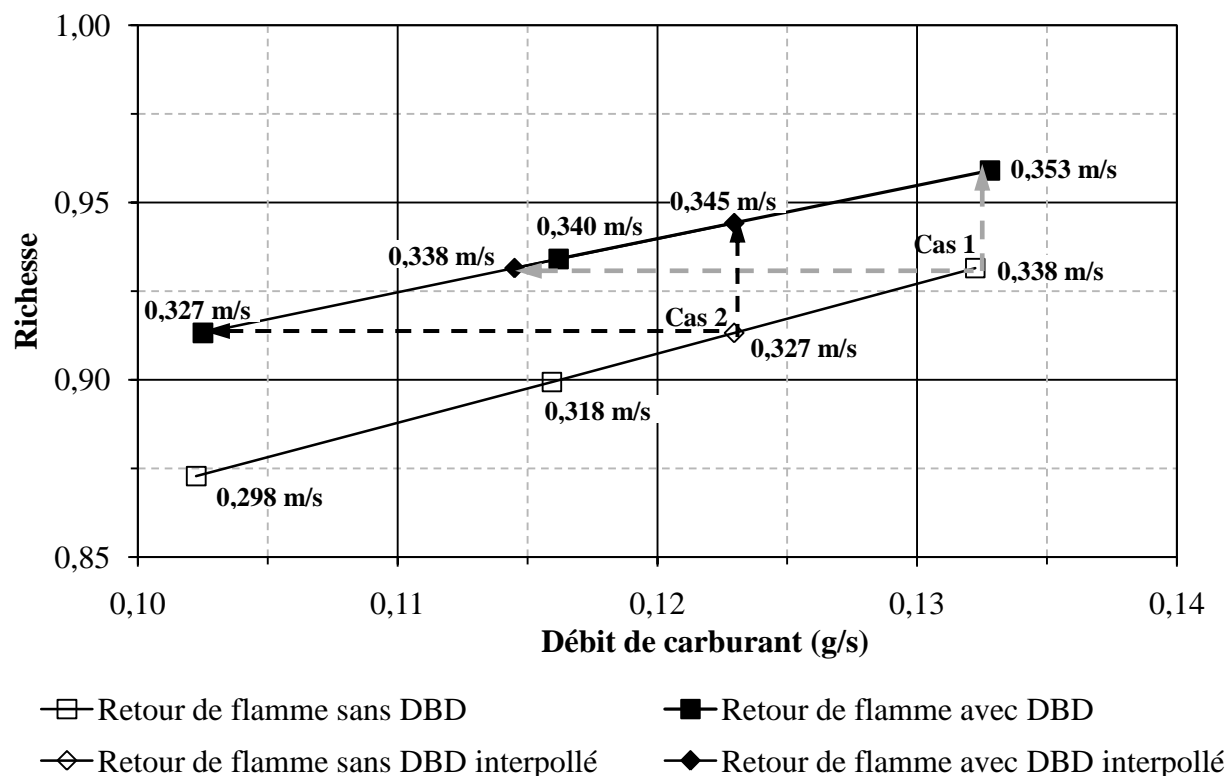


Figure 4-7: Diagramme de stabilité réduit – Comparaison de l'amélioration de la limite de retour de flamme à débit de carburant constant et à richesse fixe

Pour les deux plus faibles débits massiques de gaz naturel, la Figure 4-6 montre que la DBD électrisée par un signal de 19,2 kV_{c-c} favorise l'apparition du retour de flamme. Cela est causé par la réduction de la vitesse axiale de l'écoulement dans le voisinage de l'axe du prémélangeur qui se produit pour compenser l'accélération de l'écoulement près de la paroi du tube lorsque l'actionneur est mis en marche. Ce comportement est montré sur la Figure 4-3. Toutefois, il est possible d'améliorer la limite de retour de flamme en optimisant la force du jet ionique par l'ajustement de la tension appliquée à la DBD. Comme le montre le diagramme de stabilité, une réduction de la différence de potentiel de 19,2 à 13 kV_{c-c}, pour une fréquence constante de 4 kHz, fait croître de 3,9 % la richesse à laquelle le retour de flamme se produit en comparaison au cas sans actionnement plasma.

Afin de faire une preuve supplémentaire que l'actionneur plasma prévient bel et bien le retour de flamme, on a allumé et stabilisé au plan de décharge une flamme à un débit de carburant de 0,102 g/s, puis la DBD a été mise en marche. Ensuite, le débit d'air a été réduit jusqu'à l'obtention d'une richesse à mi-chemin entre les limites de retour de flamme avec et sans actionnement montrées sur la Figure 4-6. Une fois cela fait, la DBD a été éteinte. Immédiatement après, la flamme a commencé à se propager en amont dans le prémélangeur. La procédure a été répétée quelques fois et le même comportement a été observé à tous les coups. Cela prouve que l'actionnement plasma tel que proposé dans la présente étude est un moyen efficace pour le contrôle et la prévention du retour de flamme.

Le diagramme de stabilité montre aussi que la DBD resserre la plage d'opération stable de la chambre de combustion en augmentant la richesse à laquelle le détachement de la flamme se produit. Comme on l'a expliqué précédemment, cela est dû à l'augmentation du gradient de vitesse à la paroi du prémélangeur induite par la DBD. L'actionneur plasma dans la configuration actuelle a donc un effet négatif sur cette limite d'opération. Toutefois, il n'y a aucune justification à sa mise en marche lorsque la chambre de combustion est opérée près de cette limite. De plus, le fait que la DBD induise le détachement de la flamme indique que l'accélération de la cinétique de flamme par la mince zone de plasma est négligeable en comparaison à l'effet du vent ionique. Cela n'est pas étonnant, car la PAC nécessite un plasma d'assez grand volume pour affecter le détachement de la flamme (voir annexe A). En ce qui concerne les deux points de la limite de soufflage avec actionnement plasma de la Figure 4-6, ils ne sont pas significativement différents de ceux non actionnés. Il appert que la DBD dans la configuration actuelle n'influence pas cette limite d'opération. Cette affirmation a été vérifiée pour les trois autres débits de carburant étudiés.

Lors des expériences sur le retour de flamme dans le centre de l'écoulement, la limite de détachement sans actionnement plasma à un débit de gaz naturel de 0,102 g/s a été mesurée à deux reprises sur deux jours consécutifs pour vérifier la précision des résultats. Comme on le voit sur le diagramme de stabilité de la Figure 4-6, les points se chevauchent presque parfaitement. La même vérification a été faite pour la limite de retour de flamme sans actionnement plasma au

plus petit débit de carburant. Pour deux jours différents, la richesse à laquelle la propagation de flamme se produit n'a varié que de 0,65 %. De plus, pour tous les points de la Figure 4-6, l'écart-type de l'échantillon moyen qui est une mesure de la fidélité des données a été calculé. Pour le débit de gaz naturel, l'écart-type maximal normalisé par la valeur moyenne correspondante est de 0,23 %, tandis qu'il est de 0,27 %, 0,18 % et 0,51 % pour la richesse à laquelle le retour, le détachement et le soufflage de la flamme surviennent respectivement.

4.2 Retour de flamme dans la couche limite

Comme on l'a expliqué à la section 3.1.3, la principale différence entre le montage expérimental utilisé pour les tests sur le retour de flamme dans le centre de l'écoulement et celui employé dans la présente section est le retrait du corps central et le changement de la chambre de combustion. L'effet de ces modifications sur le type de retour de flamme se produisant est abordé dans la présente section.

4.2.1 Structure de la flamme

La Figure 4-8 montre la propagation de la flamme dans le prémélangeur. Les images ont été obtenues à l'aide de la caméra haute vitesse réglée à une cadence de 1000 photographies par seconde et un temps d'exposition de 1 ms. De plus, le mince tube d'acier inoxydable servant d'électrode mise à la terre a été retiré et l'électrode électrifiée a été partiellement décollée afin de permettre un accès visuel dans le prémélangeur. La bande claire que l'on voit dans le haut des images est en fait une partie de l'électrode électrifiée située à l'extérieur du tube. On comprend que la DBD ne peut pas fonctionner dans ces conditions. Les photographies de la Figure 4-8 ont été rognées afin de ne montrer que l'intérieur du prémélangeur. L'arrête supérieure de chacune d'elles représente le plan de décharge. L'échelle de temps de la Figure 4-8 est relative au moment où la flamme commence à se propager dans le tube. Le moment $t = 0$ s est donc celui où la flamme dépasse le plan de décharge et entre dans le prémélangeur.

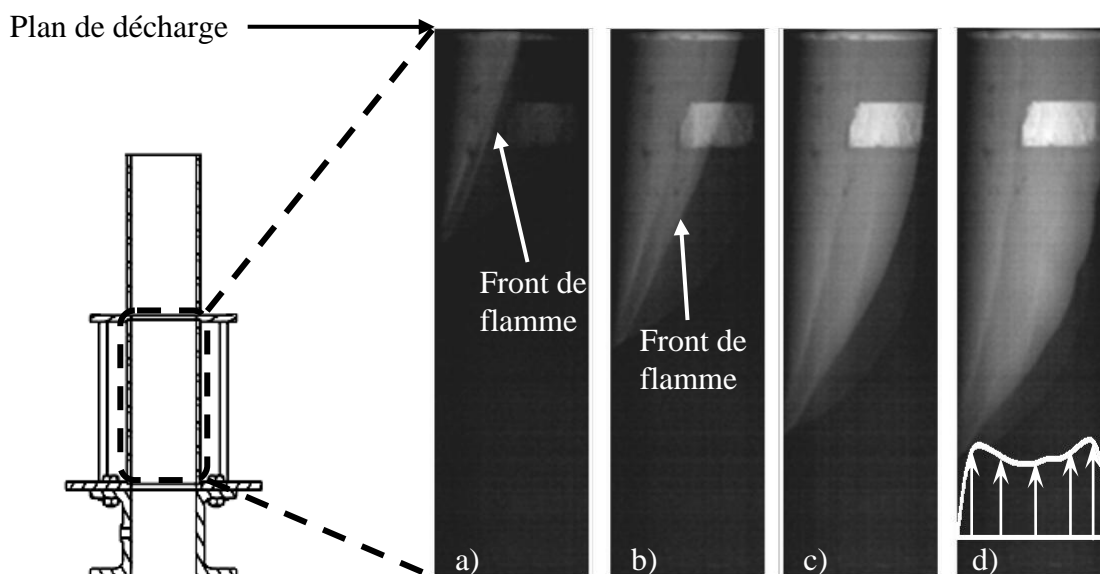


Figure 4-8: Propagation de la flamme dans la couche limite à un débit de carburant constant de 0,132 g/s : a) 60 ms b) 110 ms c) 160 ms et d) 225 ms

On remarque tout d'abord que le retour de flamme commence à un point bien précis sur la circonférence du tube. En fait, la flamme progresse vers l'entrée du prémélangeur en suivant la paroi située à gauche des photographies. Cela permet de conclure, comme d'autres chercheurs l'ont fait (Kurdyumov et al., 2007), que la flamme n'est pas axisymétrique pendant le processus contrairement à ce que l'on pourrait supposer à partir de la théorie énoncée dans le Chapitre 2. Dans le cas présent, la Figure 4-10 sur laquelle les profils de vitesse mesurés sur deux axes différents définis par le repère de la Figure 4-9 dans un écoulement d'air aux conditions correspondantes à celles du retour de flamme sans actionnement plasma à 0,0717 g/s de gaz naturel, montre que la flamme se propage à la position circonférentielle où le gradient de vitesse au mur est minimal, soit à $x = R$ où R est le rayon interne du tube. Au fur et à mesure que le débit massique d'air est réduit vers les conditions de retour de flamme, c'est à cet endroit que la valeur critique du gradient de vitesse (g_F) est atteinte en premier. De plus, le profil de vitesse sur l'axe x de la Figure 4-10 tracé en blanc sur la photographie (d) de la Figure 4-8 permet de constater que la flamme se propage entre la position radiale où la vitesse axiale est maximale et la paroi du tube. On conclut que le retour de flamme se produit bel et bien dans cette zone de vitesse réduite qu'est la couche limite.

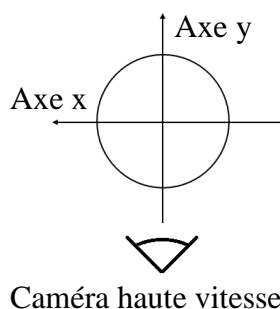


Figure 4-9: Repère pour les mesures d'anémométrie à fil chaud

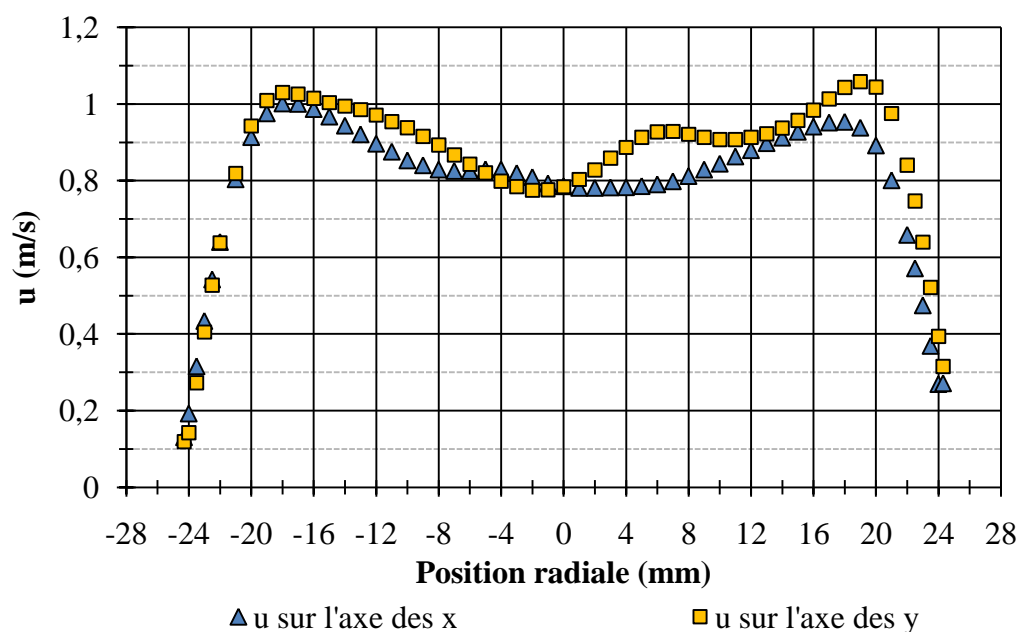


Figure 4-10: Profils de vitesse sur les axes x et y sans actionnement plasma à un débit d'air de 2,01 g/s correspondant au retour de flamme à un débit de gaz naturel de 0,0717 g/s

4.2.2 Diagramme de stabilité

La Figure 4-11 montre le diagramme de stabilité caractérisant la performance de la chambre de combustion utilisée pour les expériences sur le retour de flamme dans la couche limite. Il est semblable à celui de la Figure 4-6, exception faite qu'il ne présente pas de limite de soufflage. Lors des expériences, la flamme se détachait du plan de décharge et était soufflée presque immédiatement après. Les limites de détachement et de soufflage sont donc coïncidentes pour la configuration actuelle. Comme à la section 4.1.2, les limites ont été déterminées en fixant

le débit de carburant passant dans le prémélangeur et en diminuant ou augmentant le débit d'air vers les conditions de retour et de détachement de flamme respectivement.

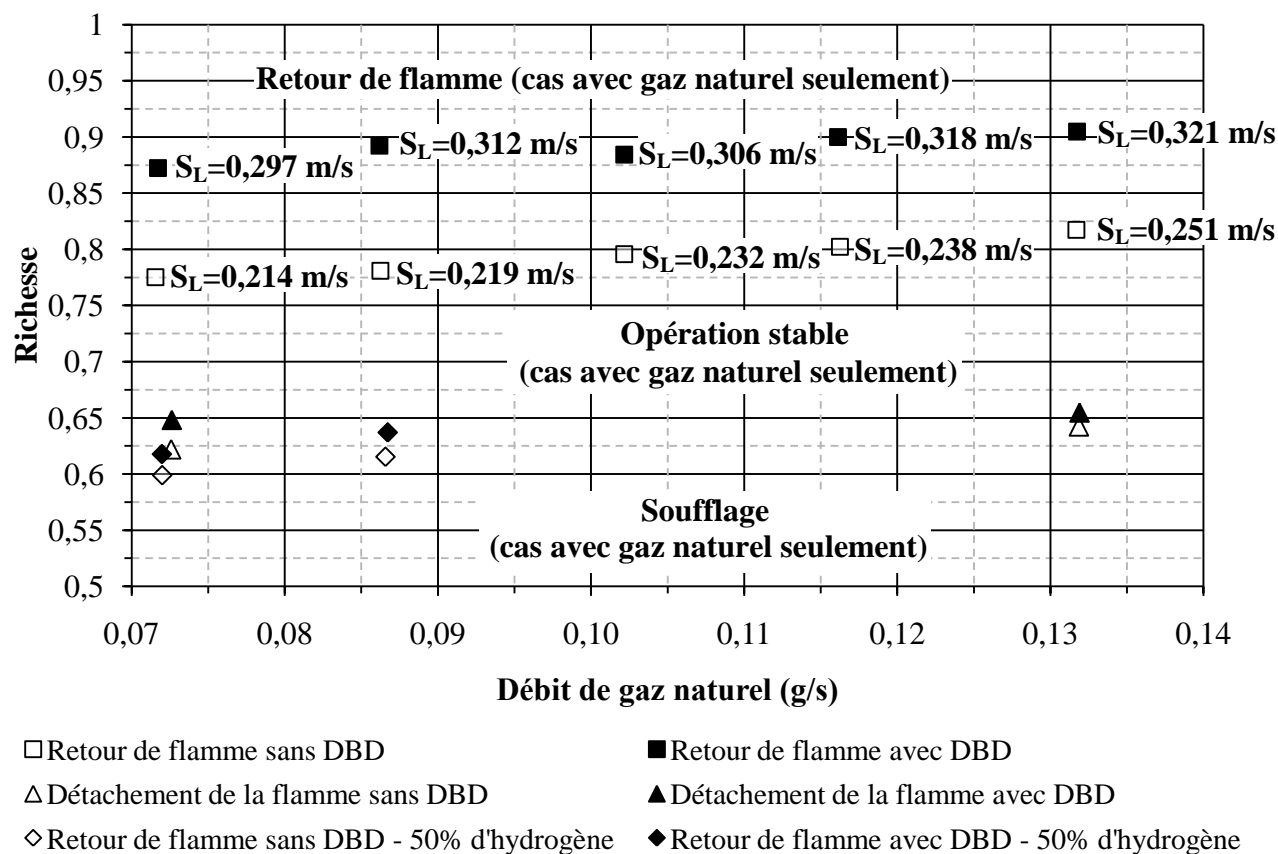


Figure 4-11: Diagramme de stabilité de la chambre de combustion, avec et sans DBD

Comme à la section précédente, le but de la présente expérience est d'élargir le plus possible la zone de combustion stable de la chambre de combustion en repoussant la limite de retour de flamme à de plus grandes richesses par l'utilisation de la DBD installée sur la paroi du prémélangeur. Cet objectif est atteint pour tous les débits de carburant étudiés. Pour les mélanges faits seulement d'air et de gaz naturel, l'amélioration de la limite de retour de flamme en terme de richesse varie entre 10,7 % et 14,3 %, comme le résume le Tableau 4-3. Or, comme on l'a expliqué à la section 4.1.2, une augmentation de richesse pour un débit de carburant constant ne signifie pas uniquement que le débit d'air et la vitesse de l'écoulement diminuent (voir l'équation 3-4). En effet, dans un mélange pauvre, cela se traduit aussi par un accroissement de la vitesse de

flamme laminaire (S_L). Afin de ne pas sous-estimer l'amélioration de la limite de retour de flamme en ne considérant que la variation de richesse (donc de vitesse de l'écoulement) entre les cas avec et sans actionnement plasma, la vitesse de flamme pour chaque point étudié obtenue des données de Vagelopoulos et al. (1998) et Van Mareen et. al. (1994) a été insérée sur le diagramme de stabilité de la Figure 4-11. On constate que le retour de flamme lorsque la DBD est en fonction se produit à des S_L de 27,8 % à 42,9 % plus élevées en comparaison aux cas non actionnés. Les variations de vitesse de flamme sont résumées dans le Tableau 4-3. Comme on l'a démontré à la section 4.1.2, si les expériences étaient faites à richesse (donc S_L) constante, l'amélioration de la limite de retour de flamme caractérisée par le débit massique du mélange aurait certainement été supérieure au cas présent pour lequel on ne la détermine que par la richesse.

Tableau 4-3: Effet de la DBD sur S_L et la richesse auxquelles le retour de flamme survient pour différents débits de carburant (sans hydrogène)

$\dot{m}_{Gas\ naturel}$ (g/s)	ΔS_L (%)	$\Delta \phi$ (%)
0,0717	39,3%	12,6%
0,0862	42,9%	14,3%
0,102	32,0%	11,1%
0,116	33,6%	12,2%
0,132	27,8%	10,7%

De plus, des profils de vitesse de l'écoulement ont été mesurés afin de vérifier si les modifications des limites d'opération de la chambre de combustion sont réellement induites par l'effet de la DBD. Les profils de la Figure 4-12 ont été mesurés à des débits d'air correspondants aux conditions d'opération menant au retour de flamme avec et sans DBD. Le graphique montre que l'actionneur plasma entraîne une augmentation notable du gradient de vitesse à la paroi, et ce, même si le débit massique auquel se produit le retour de flamme est significativement plus petit avec actionnement plasma. Comme on a déjà démontré que le retour de flamme se produit dans la couche limite et qu'il peut être prévenu en augmentant le gradient de vitesse à la paroi, il appert que c'est bel et bien l'effet de la DBD sur l'écoulement qui retarde son apparition. De plus, comme ces profils sont mesurés à un débit d'air correspondant aux conditions de retour de

flamme, ils permettent de calculer le gradient de vitesse critique près de la paroi (g_F). En faisant la moyenne des gradients aux deux extrémités des axes x et y , on a trouvé que g_F est environ 250 s^{-1} pour le cas sans actionnement plasma et 350 s^{-1} avec la DBD. Pour des richesses similaires aux conditions actuelles de retour de flamme, Lewis et von Elbe (1961) ont trouvé des gradients critiques de 350 s^{-1} et 450 s^{-1} pour les cas sans et avec actionnement plasma respectivement. La concordance des valeurs est somme toute bonne si on tient compte du fait que la composition du gaz naturel varie en fonction de la source d'approvisionnement, et que les gradients calculés à partir des profils de la Figure 4-12 ne sont pas évalués directement à la paroi comme ils devraient l'être. L'arrangement du système d'anémométrie à fil chaud dans la chambre de combustion ne permettait pas de s'y rendre. Or, on sait que la plus grande contrainte de cisaillement d'un écoulement est généralement observée au mur, ce qui signifie que le gradient de vitesse y est maximal. On sous-estime donc la valeur de g_F dans la présente recherche. Cependant, le gradient critique est significativement plus élevé lorsque la DBD est en fonction en raison de la plus grande richesse à laquelle le retour de flamme se produit, autant si on considère les valeurs de Lewis et von Elbe (1961) que celles mesurées ici.

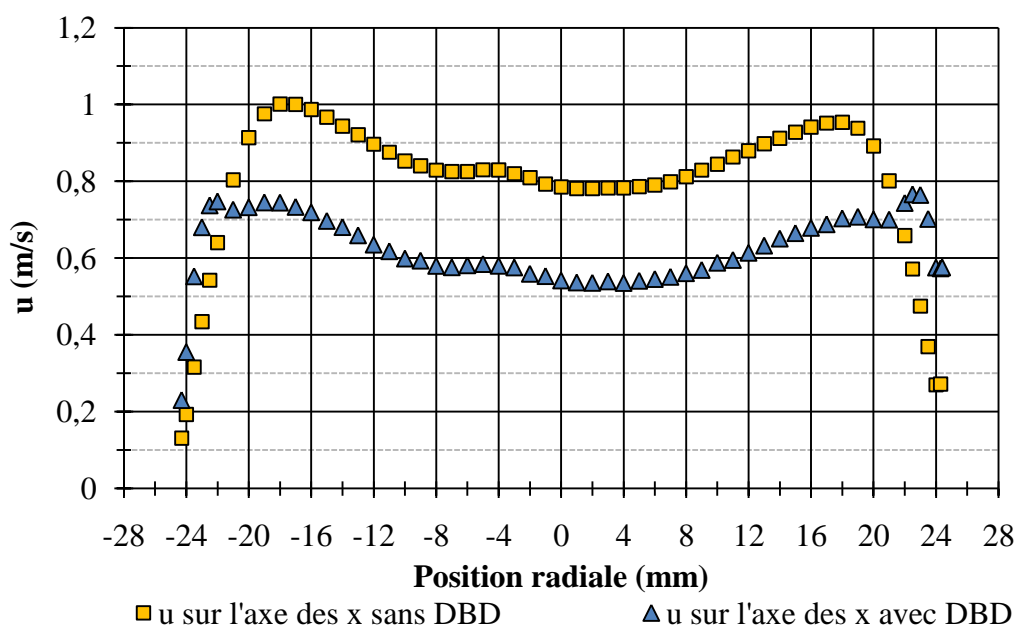


Figure 4-12: Profils de vitesse moyenne aux débits massiques correspondants aux conditions d'opération menant au retour de flamme dans la couche limite avec et sans DBD à un débit de gaz naturel de $0,0717 \text{ g/s}$, sans hydrogène

Comme auparavant, les profils de vitesse mesurés 1 mm en aval du plan de décharge présentent un minimum local près de l'axe central du prémélangeur. La raison pour laquelle le retour de flamme se produit dans la couche limite même si le profil de vitesse sans actionnement plasma de la Figure 4-12 présente les mêmes caractéristiques que celui de la Figure 4-3 s'explique en considérant la forme de la flamme dans la chambre de combustion montrée sur la Figure 4-13. Cette photographie a dû être prise en plongée en raison de l'utilisation du tube d'acier inoxydable en guise de chambre de combustion. Elle permet de constater que la flamme ne montre pas ce creux similaire à celui que l'on peut voir sur la Figure 4-1 près de l'axe du tube. En effet, le plus haut point de la flamme (celui situé le plus en aval par rapport au plan de décharge) est dans le voisinage de l'axe comme l'illustre la Figure 4-14. Cela est causé par le fait que l'écoulement continue de se développer dans la chambre de combustion comme le schématisent les trois profils de vitesse hypothétiques sur la Figure 4-14. Ainsi, à une certaine distance en aval du plan de décharge, le profil de vitesse ne montre plus ce minimum local près de l'axe du tube faisant en sorte que la flamme n'y présente plus de creux, mais plutôt un sommet. En outre, cela empêche la flamme de se propager dans le centre de l'écoulement comme dans la configuration précédente. Dans le cas présent, la réduction du débit d'air a pour principal effet de diminuer le gradient de vitesse à la paroi du prémélangeur au plan de décharge favorisant donc le retour de flamme dans la couche limite. Dans le montage expérimental étudié à la section 4.1, la flamme présente un creux près de l'axe dans toutes les conditions d'opération, car l'expansion dans la chambre de combustion ayant un plus grand diamètre empêche le développement de l'écoulement vers un profil de vitesse sans minimum local au centre.

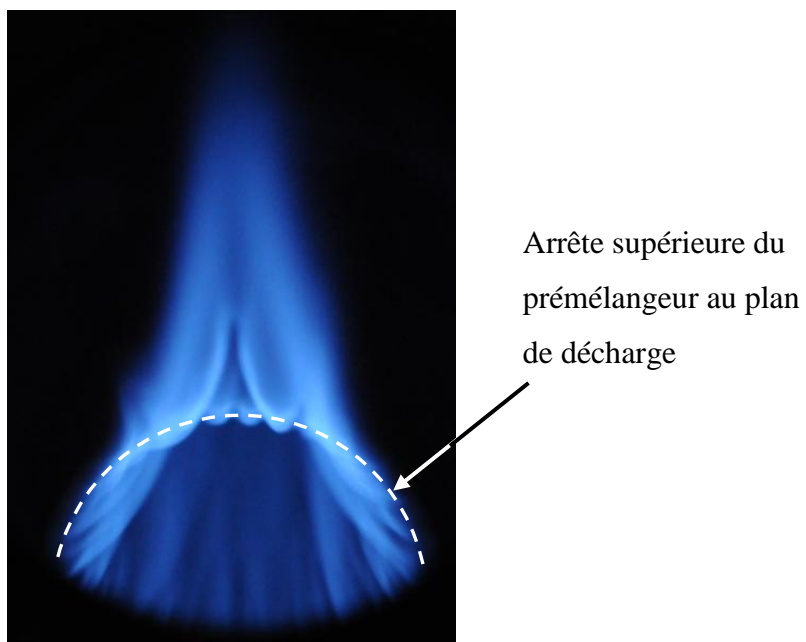


Figure 4-13: Structure de la flamme sans actionnement plasma. Image prise en plongée du dessus de la chambre de combustion

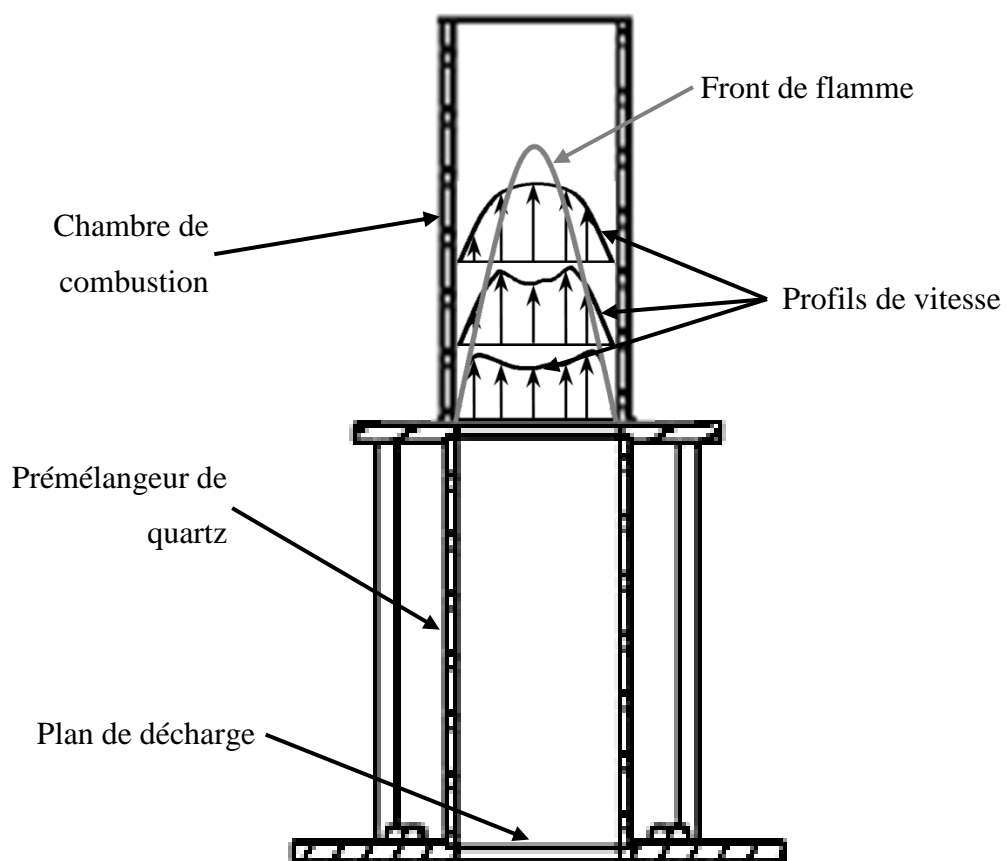


Figure 4-14: Effet du développement du profil de vitesse sur la forme du front de flamme

Des mesures ont aussi été faites avec des mélanges faits d'air, de gaz naturel et d'hydrogène. Le carburant était constitué de 50 % d'hydrogène et de 50 % de gaz naturel sur une base molaire. Pour une richesse donnée, ajouter de l'hydrogène au mélange fait augmenter la vitesse de flamme laminaire (S_L) (Di Sarli & Di Benedetto, 2007) et fait diminuer la distance de coincement (Fukuda et al., 1981). Or, comme on peut le conclure de l'équation (2-3), cela implique que le gradient critique (g_F) auquel le retour de flamme se produit augmente. Un plus grand gradient de vitesse de l'écoulement à la paroi du prémélangeur est donc nécessaire pour empêcher le retour de flamme en comparaison à un écoulement d'air et de gaz naturel. Pour l'atteindre, un plus grand débit de fluide doit être passé au travers du prémélangeur. Dans la présente recherche pour laquelle les débits de gaz naturel et d'hydrogène sont fixes, il a fallu utiliser un plus grand débit massique d'air afin d'empêcher le retour de flamme, ce qui explique qu'il se produit dans des conditions plus pauvres comme le montre le diagramme de stabilité de la Figure 4-11. L'augmentation du débit d'air avait non seulement pour effet d'augmenter la vitesse de l'écoulement (et donc du gradient au mur), mais aussi de faire diminuer la vitesse de flamme et la distance de coincement en raison de la plus faible richesse. L'écoulement était donc de plus en plus résistant au retour de flamme au fur et à mesure que la quantité d'air augmentait, tandis que la flamme était de moins en moins encline à se propager.

Pour les points avec de l'hydrogène, l'influence de la DBD électrofilée par une tension crête-à-crête de 19,2 kV à une fréquence de 4 kHz a été étudiée à des débits de gaz naturel de 0,0720 g/s et de 0,0866 g/s. On constate que le retour de flamme se produit à des richesses 3,1 % et 3,5 % plus élevées respectivement lorsque l'actionneur plasma est mis en marche. Certes, cette amélioration de la limite est moins significative que pour les cas avec du gaz naturel seulement. Toutefois, on doit noter que pour atteindre les plus faibles richesses nécessaires à la prévention du retour de flamme avec les mélanges d'air, de gaz naturel et d'hydrogène, il a fallu faire passer un débit d'air significativement plus élevé qui se traduit par une vitesse d'écoulement supérieure dans le prémélangeur. Or, Bellerive (2008) a montré que pour une tension et une fréquence données, l'accroissement local de la vitesse près de la paroi induit par la DBD diminue au fur et à mesure que le débit de l'écoulement augmente. Ainsi, dans la configuration actuelle, l'effet relatif de la DBD est significativement plus petit pour les cas avec 50 % d'hydrogène dans le mélange de carburants.

Comme pour la chambre de combustion étudiée à la section 4.1, le diagramme de stabilité de la Figure 4-11 indique que la DBD a un effet négatif sur la limite de détachement de la flamme, puisqu'il la repousse vers de plus grandes richesses faisant rapetisser du même coup la plage d'opération stable. Cela s'explique encore par l'augmentation du gradient de vitesse à la paroi du prémélangeur induit par la DBD. Cependant, en pratique, il n'y a aucune raison de mettre en marche la DBD dans sa configuration actuelle lorsque la chambre de combustion opère près de la limite de détachement.

Pour toutes les données de la Figure 4-11, la fidélité des mesures a été déterminée. Pour les débits de gaz naturel et d'hydrogène, l'écart-type de l'échantillon moyen normalisé par la valeur moyenne correspondante est de 0,025 % et 0,38 % respectivement, tandis qu'il est de 0,19 % et 0,12 % pour la richesse à laquelle le retour et le détachement de la flamme se produisent respectivement.

CHAPITRE 5 CONCLUSION

Ce projet avait pour but de démontrer la faisabilité d'une application innovatrice des décharges à barrière diélectrique pour le contrôle et la prévention du retour de flamme et d'ainsi agrandir la plage d'opération stable des chambres de combustion. Pour ce faire, un actionneur plasma a été intégré dans un prémélangeur en quartz installé sur le banc d'essai de combustion atmosphérique du Laboratoire des turbines à gaz au Conseil national de recherches Canada à Ottawa. Deux chambres de combustion différentes ont été placées en aval du prémélangeur pour étudier deux mécanismes de retour de flamme différents : dans le centre de l'écoulement et dans la couche limite. Pour les deux configurations, les conditions de retour de flamme et de détachement ont été obtenues en réduisant et augmentant respectivement le débit d'air, tout en gardant le débit de carburant constant.

La première chambre de combustion d'un diamètre approximativement deux fois supérieur à celui du prémélangeur permettait la formation de la zone de recirculation toroïdale en aval du plan de décharge. Dans ce cas, le prémélangeur souffrait du retour de flamme dans le centre de l'écoulement. On peut tirer les conclusions suivantes à partir des résultats expérimentaux :

1. Des mesures de profils de vitesse axiale faites dans des écoulements non réactifs d'air à température ambiante ont permis de montrer que la DBD modifie l'écoulement en redirigeant une partie de l'écoulement central vers la paroi du prémélangeur cylindrique, ce qui entraîne une augmentation de la vitesse locale et du gradient au mur.
2. Cet effet de la DBD sur l'écoulement cause une modification notable de la structure et du mécanisme de stabilisation de la flamme. En effet, dans des conditions d'opération stable, la flamme pour le cas sans actionnement plasma est attachée au plan de décharge, tandis qu'elle se stabilise sur le vortex toroïdal en aval du plan d'expansion lors de la mise en marche de la DBD.

3. Pour une tension crête-à-crête de 19,2 kV et une fréquence de 4 kHz appliquées à la DBD, cette dernière s'est montrée efficace dans le retardement du retour de flamme vers de plus grandes richesses. Ainsi, il a été possible d'améliorer la limite du retour de flamme par 4,6 %, agrandissant du même coup la plage d'opération stable de la chambre de combustion.
4. Comme la richesse à laquelle la propagation de flamme se produit augmente sous l'effet de la DBD, cela signifie que l'actionnement plasma permet l'utilisation de carburants ayant une vitesse de flamme laminaire (S_L) significativement plus grande (9,8 % dans le cas présent). Cela constitue un pas de plus vers le développement de chambres de combustion flexibles (*fuel-flexible*) en ce qui concerne le carburant utilisé.
5. Pour les plus petits débits de carburant étudiés, un ajustement de la tension de la DBD à une plus faible amplitude est nécessaire pour permettre d'améliorer la limite du retour de flamme. Autrement, l'actionneur plasma favorise l'apparition du phénomène.
6. En augmentant le gradient de vitesse à la paroi du prémélangeur, la DBD favorise le détachement de la flamme du plan de décharge. Cela se traduit par une limite de détachement située à de plus grandes richesses. Toutefois, rien ne justifie l'utilisation de l'actionneur plasma près de la limite de détachement.
7. Dans la configuration actuelle, la limite de soufflage n'est pas affectée par la modification de l'écoulement induite par la DBD.

Dans la deuxième chambre de combustion, on a démontré à l'aide de photographies prises par une caméra haute vitesse que la flamme se propage dans la couche limite. Les conclusions suivantes peuvent être faites à partir des résultats expérimentaux :

1. Dans la configuration actuelle, le retour de flamme se produit à la position circonférentielle où le gradient de vitesse de l'écoulement est minimal.
2. Comme pour la chambre de combustion précédente, des mesures d'anémométrie à fil chaud ont permis de constater que la DBD redirige une partie de l'écoulement central vers la paroi du prémélangeur. Du même coup, la vitesse locale et le gradient de vitesse y sont augmentés.
3. Pour tous les débits de carburant étudiés, l'augmentation du gradient de vitesse à la paroi du prémélangeur par la DBD permet de retarder la propagation de flamme vers de plus grandes richesses. Dans le meilleur des cas, l'actionnement plasma permet d'améliorer la limite du retour de flamme par 14,3 %.
4. L'utilisation de la DBD permet d'opérer avec des mélanges ayant une vitesse de flamme jusqu'à 43 % supérieure au cas non actionné.
5. Pour un débit de gaz naturel donné, ajouter de l'hydrogène dans le carburant favorise le retour de flamme qui se produit donc à une plus petite richesse et à un plus grand débit d'air. Même dans ces conditions moins favorables à la DBD, l'actionnement plasma améliore la limite de retour de flamme d'environ 3,5 % en terme de richesse.
6. Le détachement de la flamme est favorisé par l'application de la DBD en raison de l'accroissement du gradient de vitesse à la paroi du prémélangeur qu'elle induit. Cependant, comme pour la configuration précédente, il n'y a pas de justification à l'utilisation de l'actionneur plasma près de la limite de détachement.

7. Dans la configuration actuelle, la flamme était soufflée immédiatement après avoir été détachée. Ainsi, les limites de soufflage et de détachement sont en fait une seule et même limite sur le diagramme de stabilité.

Selon toute vraisemblance, ce travail de recherche constitue la première démonstration réussie d'un système de contrôle du retour de flamme, toutes technologies confondues. Les résultats très encourageants de cette étude préliminaire devraient mener à des recherches plus poussées sur cette nouvelle technologie en vue de son intégration dans les turbines à gaz. À partir de maintenant, il sera nécessaire de vérifier le concept à des conditions similaires à celles rencontrées dans les systèmes de combustion prémélangés des turbines à gaz modernes. On parle ici de pressions de l'ordre de quelques dizaines d'atmosphères et de températures 2 à 3 fois supérieures à la température ambiante. On sait qu'augmenter la pression d'opération entraîne une réduction de la force induite par la DBD, contrairement à la température qui elle tend à la faire augmenter (Versailles et al., 2010). Cependant, il reste à savoir quel est l'effet global d'une augmentation simultanée de la pression et de la température sur la force induite par la DBD. Une recherche à échelle réduite, dans une enceinte pressurisée similaire à celle présentée par Versailles et al. (2010), permettrait de montrer si les DBD modernes induisent une force suffisante pour contrer le retour de flamme à ces conditions d'opération. Le cas échéant, cela fournirait les justifications nécessaires à l'investissement de sommes importantes requises pour la poursuite du programme de recherche dans des chambres de combustion à hautes pressions et températures.

Aussi, il y a la possibilité de développer des systèmes pour le contrôle du retour de flamme causé par les instabilités de combustion et dû à la CIVB. On sait que le premier peut se produire autant dans la couche limite que dans l'écoulement central, alors que le deuxième survient autour de l'axe du prémélangeur. Or, les expériences rapportées dans ce mémoire montrent qu'on peut contrôler la propagation de la flamme dans ces deux régions de la section de prémélange. Les DBD font donc preuve d'un certain potentiel pour la prévention de ces types de retour de flamme, qui demeure toutefois à être vérifié.

BIBLIOGRAPHIE

Abbott, D. (2009). The Impact of Fuel Gas Composition on Gas Turbine Operation: Future Challenges. *British – French Flame Joint Meeting*. Lille.

Balcon, N., Benard, N., Lagmich, Y., Boeuf, J.-P., Touchard, G., & Moreau, E. (2009). Positive and negative sawtooth signals applied to a DBD plasma actuator – influence on the electric wind. *Journal of Electrostatics*, 67, pp. 140–145.

Banhawya, Y., Sivasegaramb, S., & Whitelaw, J. (1983). Premixed, turbulent combustion of a sudden-expansion flow. *Combustion and Flame*, 50, pp. 153-165.

Baugh, J. W., Porter, C. O., Peterson, B. L., McLaughlin, T. E., Enloe, C. E., Font, G. I., et al. (2006). Momentum Transfer for an Aerodynamic Plasma Actuator with an Imposed Boundary Layer. *Collection of Technical Papers – 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 3, pp. 2027-2041.

Bellerive, M. (2008). *Mesure de l'effet de la vitesse d'écoulement sur l'actionnement plasma*. École Polytechnique de Montréal, Montréal.

Benard, N., Jolibois, J., & Moreau, E. (2009). Lift and drag performances of an axisymmetric airfoil controlled by plasma actuator. *Journal of Electrostatics*, 67, pp. 133-139.

Brown, G., & Lopez, J. (1990). Axisymmetric Vortex Breakdown Part 2: Physical Mechanisms. *Journal of Fluid Mechanics*, 221, pp. 553-576.

Burton, F. (1959). Effect of Initial Temperature on Flash Back of Laminar and Turbulent Burner Flames. *Industrial & Engineering Chemistry*, 51 (4), pp. 564-566.

Coats, C. (1980). Comment on "Review of Flashback Reported in Prevaporizing/Premixing Combustors". *Combustion and Flame*, 37, pp. 331-333.

Daniele, S., Jansohn, P., & Boulouchos, K. (2009). Experimental Investigation of Lean Premixed Syngas Combustion at Gas Turbine Relevant Conditions: Lean Blow Out Limits, Emissions and Turbulent Flame Speed. *Combustion Colloquia 2009 - 32nd Meeting on Combustion*. Naples, Italia: Italian Section of the Combustion Institute.

Davu, D., Franco, R., & Choudhuri, A. (2005). Investigation on Flashback propensity of Syngas Premixed. *41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. Tucson, Arizona: AIAA, pp. 1-11.

De Zilwaa, S. R., Khezzarb, L., & Whitelaw, J. (2000). Flows through plane sudden-expansions. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 32, pp. 313–329.

Di Sarli, V., & Di Benedetto, A. (2007). Laminar burning velocity of hydrogen-methane/air premixed flames. (Elsevier, Éd.) *International journal of hydrogen energy*, 32 (5), pp. 637-646.

Dong, B. (2008, Octobre 21). Étude et caractérisation de plasmas destinés au contrôle actif d'écoulements gazeux subsoniques. *Thèse de Doctorat* . Université d'Orléans.

Dugger, G. L., Weast, R. C., & Heimel, S. (1955). Flame Velocity and Pre flame Reaction in Heated Propane-Air Mixtures. *Industrial and Engineering Chemistry*, 47, pp. 114-116.

Fine, B. (1953). The flashback of laminar and turbulent burner flames at reduced pressure. *Combustion and Flame*, 2 (3).

Fritz, J., Kröner, M., & Sattelmayer, T. (2004). Flashback in a Swirl Burner With Cylindrical Premixing Zone. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 126 (2), pp. 276-283.

Fukuda, M., Korematsu, K., & Sakamoto, M. (1981). On quenching distance of mixtures of methane and hydrogen with air. *Bulletin of JSME*, 24 (193), pp. 1192-1197.

Giles, D. E., Som, S., & Aggarwa, S. K. (2006). NO_x emission characteristics of counterflow syngas diffusion flames with airstream dilution . *Fuel - The Science and Technology of Fuel and Energy*, 85.

Grundmann, S., & Tropea, C. (2008). Active cancellation of artificially introduced Tollmien–Schlichting waves using plasma actuators. *Experiments in Fluids*, 44, pp. 795–806.

Grundmann, S., & Tropea, C. (2007). Experimental transition delay using glow-discharge plasma actuators. *Experiments in fluids*, 42 (4), pp. 653-657.

Guin, C. (1998). Characterization of Autoignition and Flashback in Premixed. *AVT Symposium on Gas Turbine Engine Combustion*,. Lisbon, Portugal.

Hu, E., Huang, Z., He, J., Zheng, J., & Miao, H. (2009). Measurements of Laminar Burning Velocities and Onset of Cellular Instabilities of Methane-Hydrogen-Air Flames at Elevated Pressures and Temperatures. *International Journal of Hydrogen Energy*, 34, pp. 5574-5584.

Hu, H., Xu, G., Fang, A., & Huang, W. (2010). Non-equilibrium Plasma Assisted Combustion Of Low BTU Fuels. *TURBO EXPO 2010*. Glasgow, Scotland: ASME.

Jacob, J., Rivir, R., Carter, C., & Estevadeordal, J. (2004). Boundary Layer Flow Control Using AC Discharge Plasma Actuators. *AIAA 2nd Flow Control Meeting*. Portland, Oregon.

Jolibois, J., Forte, M., & Moreau, É. (2008). Application of an AC barrier discharge actuator to control airflow separation above a NACA 0015 airfoil: Optimization of the actuation location along the chord. *Journal of Electrostatics*, 66, pp. 496-503.

Khitrin, L. N., Moin, P. B., Smirnov, D., & Shevchuk, V. (1965). Peculiarities of Laminar - and Turbulent – Flame Flashbacks. *Symposium (International) on Combustion*, pp. 1285-1291.

Kim, Y., Ferreri, V. W., Rosocha, L. A., Anderson, G. K., Abbate, S., & Kim, K. (2006). Effect of plasma chemistry on activated propane/air flames. *IEEE transactions on plasma science*, 34 (6), pp. 2532-2536 .

Konle, M., & Sattelmayer, T. (2010). Time Scale Model for the Prediction of the Onset of Flame Flashback Driven by Combustion Induced Vortex Breakdown. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 132, 6.

Kröner, M., Fritz, J., & Sattelmayer, T. (2003). Flashback Limits for Combustion Induced Vortex Breakdown in a Swirl Burner. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 125 (3), pp. 693-700.

Kröner, M., Sattelmayer, T., Fritz, J., Kiesewetter, F., & Hirsch, C. (2007). Flame Propagation in Swirling Flows – Effect of Local Extinction on the Combustion Induced Vortex Breakdown. *Combustion Science and Technology*, 179 (7), pp. 1385-1416.

Kuo, K. K. (2005). *Principles of Combustion* (éd. 2nd edition). Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc.

Kurdyumov, V., & Liñán Martínez, A. (2002). Structure of a flame front propagating against the flow near a cold wall. *International Journal of Bifurcation and Chaos in Applied Sciences and Engineering*, 12 (11), pp. 2547-2555.

Kurdyumov, V., Fernandez, E., & Linan, A. (2000). Flame flashback and propagation of premixed flames near a wall. *Proceeding of the Combustion Institute*, 28, pp. 1883-1889.

Kurdyumov, V., Fernandez-Tarrazo, E., Truffaut, J.-M., Quinard, J., Wangher, A., & Searby, G. (2007). Experimental and numerical study of premixed flame flashback. *Proceeding of the Combustion Institute*, 31, pp. 1275-1282.

Laurentie, J.-C., Jolibois, J., & Moreau, E. (2009). Surface dielectric barrier discharge: Effect of encapsulation of the grounded electrode on the electromechanical characteristics of the plasma actuator. *Journal of Electrostatics*, 67, pp. 93-98.

Lefebvre, A. H., & Ballal, D. R. (2010). *Gas Turbine Combustion: Alternative Fuels and Emissions*. Boca Raton: CRC Press.

Lemire, S. (2008, Juillet). Amélioration de la performance des compresseurs et des soufflantes par actionnement plasma. *Mémoire de maîtrise*. Montréal, Québec, Canada: École Polytechnique de Montréal.

Lewis, B. (1954). Discussion. *Selected Combustion Problems*. London: Butterworths.

Lewis, B., & von Elbe, G. (1961). *Combustion, Flames and Explosions of Gases*. New York: Academic Press.

Lieuwen, T. (2008). *Flashback Characteristics of Syngas-Type Fuels Under Steady and Pulsating Conditions*. School of Aerospace Engineering, Georgia Institute of Technology, Atlanta, GA.

Lieuwen, T., McDonell, V., Petersen, E., & Santavicca, D. (2008). Fuel Flexibility Influences on Premixed Combustor Blowout, Flashback, Autoignition, and Stability. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 130.

Lieuwen, T., McDonell, V., Santavicca, D., & Sattelmayer, T. (2008). Burner Development and Operability Issues Associated with Steady Flowing Syngas Fired Combustors. *Combustion Science and Technology*, 180 (6), pp. 1169-1192.

Markstein, G., & Polanyi, M. (1947). *Flame Propagation a Critical Review of Existing Theories*. Cornell Aeronautical Laboratory.

Metghalchi, M., & Keck, J. C. (1982). Burning Velocities of Mixtures of Air with Methanol, Isooctane and Indolene at High Pressure and Temperature. *Combustion and Flame*, 48, pp. 191-210.

Mintoussov, E. I., Pancheshnyi, S. V., & Starikovskii, A. Y. (2004). Propane-Air Flame Control by Non-Equilibrium Low-Temperature Pulsed Nanosecond Barrier Discharge. *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, Nevada: AIAA.

- Mishra, D. P. (2007). Experimental studies of flame stability limits of CNG-air premixed flame. *Energy Conversion & Management*, 48, pp. 1208-1211.
- Moreau, E., Louste, C., & Touchard, G. (2007). Electric wind induced by sliding discharge in air at atmospheric pressure. *Journal of Electrostatics*, 66, pp. 107-114.
- Mureithi, N., Rodriguez, M., Versailles, P., Pham, A., & Vo, H. D. (2008). A POD based analysis of the 2D cylinder wake mode interactions. *9th International Conference on FIV*, pp. 1-6.
- Nauert, A., Petersson, P., Linne, M., & Dreizler, A. (2007). Experimental analysis of flashback in lean premixed swirling flames: conditions close to flash back. *Experiments in Fluids*, 43, pp. 89-100.
- Ng, H. D. (2009, Janvier). Lecture #1 Review of Chemical Thermodynamics. *Note de cours MECH 6191* . Montréal, Québec, Canada: Université Concordia.
- Noble, D. R., Zhang, Q., Shareef, A., Tootle, J., Meyers, A., & Lieuwen, T. (2006). Syngas Mixture Composition Effects upon Flashback and Blowout. *ASME Turbo Expo 2006: Power for Land, Sea and Air*. Barcelona, Spain: ASME, pp. 1-12.
- Pitz, W. P., & Daily, J. (1983). Combustion in a Turbulent Mixing Layer Formed at a Rearward-Facing Step. *AIAA Journal*, 21 (11), pp. 1565-1570.
- Plee, S. L., & Mellor, A. M. (1978). Review of Flashback Reported in Prevaporizing/Premixing Combustors. *Combustion and Flame*, pp. 193-203.

Post, M. L., & Corke, T. C. (2004). Separation Control on High Angle of Attack Airfoil Using Plasma Actuators. *AIAA Journal*, 42 (11).

Post, M. L., & Corke, T. C. (2006). Separation Control Using Plasma Actuators: Dynamic Stall Vortex Control on Oscillating Airfoil. *AIAA Journal*, 44 (12).

Protor, M., & Tien, J. (1985). *Combustor flame flashback*. Case Western Reserve Univ., Cleveland, OH.

Putnam, A. A., & Jensen, R. A. (1948). Application of Dimensionless Numbers to Flash-Back and Other Combustion Phenomena. *3rd International Symposium on Combustion, Flame and Explosion Phenomena*. Pittsburgh, PA: The Combustion Institute, pp. 89-98.

Rosocha, L. A., Kim, Y., & Anderson, G. K. (2006). Decomposition of Ethane in atmospheric-Pressure Dielectric-Barrier Discharges: Experiments. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 34 (6).

Rosocha, L., Kim, Y., Anderson, G., & Abbate, S. (2007). Combustion Enhancement Using Silent Electrical Discharge. *International Journal of Plasma Environmental Sciences & Technology*, 1 (1).

Rosocha, L., Kim, Y., Stange, S., Ferreri, V., Coates, D., & Platts, D. (s.d.). *Plasma-Enhanced Combustion of Propane Using Silent Discharge*. Consulté le Octobre 12, 2010, sur Los Alamos National Lab: National Security Science.

Roth, J. R., & Dai, X. (2006). Optimization of the Aerodynamic Plasma Actuator as a Electrohydrodynamic (EHD) Electrical Device. *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, Nevada: AIAA, pp. 1-28.

Sadoughi, S. (30 Mars 2009). *Plasma assisted combustion for more eco-friendly fuels : Blog : GE Global Research*. Consulté le Octobre 12, 2010, sur GE Global Research:
<http://ge.geglobalresearch.com/blog/plasma-assisted-combustion-for-more-eco-friendly-fuels/>

Schäfer, O., Koch, R., & Wittig, S. (2003). Flashback in Lean Prevaporized Premixed Combustion: Nonswirling Turbulent Pipe Flow Study. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 125 (3), pp. 670-676.

Seraudie, A., Aubert, E., Naude, N., & Cambronne, J. (2006). Effect of plasma actuators on a flat plate laminar boundary layer in subsonic conditions. *3rd AIAA Flow Control Conference*. San Francisco, CA.

Spadaccinia, L., & Teveldea, J. (1982). Autoignition characteristics of aircraft-type fuels. *Combustion and Flame*, 46, pp. 283-300.

Starikovskaia, S. (2006). Plasma assisted ignition and combustion. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 39, pp. 265-299.

Starikovskaia, S., Kosarev, I. N., Krasnochub, A. V., Mintoussov, E. I., & Starikovskii, A. (2005). Control of Combustion and Ignition of Hydrocarbon-Containing Mixtures by Nanosecond Pulsed Discharges. *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, Nevada.

- Starikovskaia, S., Kosarev, I., Mintoussov, E., & Starikovskii, A. (2005). Plasma Aided Combustion. *17th International Symposium on Plasma Chemistry (ISPC)*. Toronto, Canada.
- Starikovskii, A. Y. (2004). Plasma Supported Combustion. *Proceedings of the Combustion Institute - 30th International Symposium on Combustion*. Chicago.
- Syred, N., & Beér, J. M. (1974). Combustion in swirling flows: A review. *Combustion and Flame*, 23 (2), pp. 143-201.
- Thibaut, D., & Candel, S. (1998). Numerical Study of Unsteady Turbulent Premixed Combustion: Application to Flashback Simulation. *Combustion and Flame*, 113 (1-2), pp. 53-65.
- Thomas, F. O., Corke, T. C., Iqbal, M., Kozlov, A., & Schatzman, D. (2009). Optimization of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Active Aerodynamic Flow Control. *AIAA Journal*, 47 (9), pp. 2169-2178.
- Tuncer, O., Acharya, S., & Uhm, J. H. (2009). Dynamics, NO_x and Flashback Characteristics of Confined Pre-Mixed Hydrogen Enriched Methane Flames. *International Journal of Hydrogen Energy*, 34, pp. 496-506.
- Tuncer, O., Acharya, S., & Uhm, J. H. (2006). Hydrogen enriched confined methane flame behavior and flashback modeling. *44th AIAA aerospace sciences meeting and exhibit*. Reno, Nevada: AIAA, pp. 1-21.
- Turns, S. R. (1996). *An Introduction to Combustion – Concepts and Application*. McGraw-Hill.
- Turns, S. R. (2000). *An Introduction to Combustion – Concepts and Application*. McGraw-Hill.

Vagelopoulos, C., & Egolfopoulos, F. (1998). Direct Experimental Determination of Laminar Flame Speeds. (T. C. Institute, Éd.) *Twenty-Seventh Symposium (Internation) on Combustion*, 27 (1), pp. 513-519.

Van Maaren, A., & De Goey, L. P. (1994). Stretch and the Adiabatic Burning Velocity of Methane- and Propane-Air Flames. *Combustion Science and Technology*, 102, pp. 309-314.

Versailles, P., Ghosh, S., Vo, H. D., & Masson, C. (2010). Preliminary Assessment of Wind Turbine Blade Lift Control via Plasma Actuation . *Submitted for publication in Wind Engineering*

Versailles, P., Gingras-Gosselin, V., & Vo, H. D. (2010). Impact of Pressure and Temperature on the Performance of Plasma Actuators. *AIAA Journal*, 48 (4), pp. 859-863.

Wohl, K. (1952). Quenching, Flash-back, Blow-off - Theory and Experiments. *4th International Symposium on Combustion*, pp. 69-89.

Zhukov, V., Sechenov, V., & Starikovski, A. Y. (2004). Ignition delay times in lean n-hexane-air mixture at high pressures. *Combustion and Flame*, 136, pp. 257-259.

ANNEXE A – REVUE DE LITTÉRATURE

L'annexe A présente des renseignements additionnels sur le retour de flamme, plus particulièrement sur celui causé par les instabilités de combustion et dû à la rupture du tourbillon longitudinal induite par la combustion. Aussi, elle aborde l'effet de paramètres d'opération supplémentaires à ceux présentés à la section 2.1.3 sur la propagation de la flamme, et donne plus de détails sur la combustion assistée par plasma.

A.1 Retour de flamme causé par les instabilités de combustion

Plusieurs articles identifient les instabilités de combustion comme étant une cause du retour de flamme tant dans les écoulements laminaires (Davu et al., 2005) que turbulents (Tuncer, Acharya, & Uhm, 2006; Tuncer, Acharya, & Uhm, 2009). De plus, elles peuvent entraîner la propagation de la flamme dans la couche limite et dans le cœur de l'écoulement (Guin, 1998). De surcroît, le retour de flamme peut se produire même si la vitesse de l'écoulement est suffisamment grande pour l'empêcher. Il a été proposé qu'une interaction acoustique entre le processus de combustion et la fréquence naturelle des composantes de la chambre de combustion puisse être la cause de ce phénomène (Coats, 1980).

Lorsque la génération instationnaire de chaleur est en phase avec les ondes sonores dans la chambre de combustion, cela entraîne une résonance qui cause de grandes variations de pression et de vitesse d'écoulement, qui à leur tour produisent des instabilités de combustion et un déplacement périodique de la flamme (Lieuwen et al., 2008; Tuncer et al., 2009). Comme la zone de réaction bouge, cela modifie le processus de génération de chaleur et la perte de pression au travers de la chambre de combustion, ce qui amplifie les instabilités de combustion. Cette boucle d'interaction est montrée sur la Figure A-1. Ultimement, cela entraîne le déplacement périodique de la flamme dans le prémélangeur, donc le retour de flamme (Fritz et al., 2004).

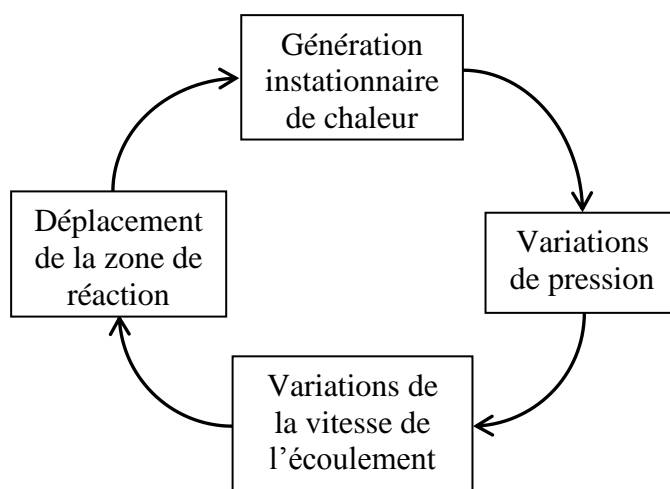


Figure A-1: Boucle d'interactions menant aux instabilités de combustion et ultimement au retour de flamme

Dans une chambre de combustion avec tourbillon longitudinal, brûlant du méthane, de l'hydrogène et de l'air à une richesse (ϕ) de 0.7, Tuncer et al. (2009) ont montré que les oscillations de la position de la flamme (mesurée grâce à la chimiluminescence de l'hydroxyle OH^*), de la génération de chaleur (évaluée à l'aide de photodiodes), et de la pression dans la chambre de combustion atteignent leur amplitude maximale à la même fréquence, ce qui confirme l'existence de la boucle d'interactions. De plus, tel qu'observé par Thibaut et al. (2008), et mentionné par Fritz et al. (2004) et Lieuwen et al. (2008), ce type de retour de flamme se produit à de grands niveaux de pulsation, qui sont significativement plus élevés que le seuil de bruit tolérable pour une chambre de combustion.

A.2 Retour de flamme causé par la rupture du tourbillon longitudinal induite par la combustion

A.2.1 Retour de flamme en écoulement tournant

Plusieurs chercheurs ont rapporté la rupture du tourbillon longitudinal induite par la combustion (CIVB) comme étant la cause principale du retour de flamme dans leur système de

combustion expérimental (Fritz et al., 2004; Noble et al., 2006; Nauert, Petersson, Linne, & Dreizler, 2007; Lieuwen, 2008). Ce mécanisme de propagation de la flamme est hautement instationnaire avec la flamme qui bouge d'avant en arrière, passant de la chambre de combustion au prémélangeur, jusqu'à ce qu'elle le traverse complètement et se stabilise dans le sillage des vannes qui induisent le tourbillon longitudinal. Dans une chambre de combustion atmosphérique opérée avec du méthane et de l'air, Fritz et al. (2004) ont démontré que la flamme se propage le long de l'axe du prémélangeur même si pour cette configuration la vitesse maximale de l'écoulement est observée à cet endroit. De plus, cela se produit même si les conditions nécessaires pour empêcher le retour de flamme sont réunies (Fritz et al., 2004) : la vitesse moyenne locale (u) de l'écoulement est supérieure à la vitesse de flamme turbulente, l'intensité de la turbulence (u') n'est pas suffisamment grande pour apporter la valeur de la vitesse instantanée de l'écoulement (non moyennée) sous la vitesse de flamme, et le nombre de *swirl* (nombre adimensionnel caractérisant la force du tourbillon longitudinal) est bien ajusté pour empêcher la propagation en amont de la zone de recirculation qui se situe à la décharge du prémélangeur dans la chambre de combustion.

Afin de déterminer la cause du retour de flamme, des mesures de vitesse axiale sur l'axe d'un prémélangeur tubulaire ont été faites à l'aide d'un système d'anémométrie par laser Doppler (LDA/LDV), tandis que la position de la flamme était déterminée à l'aide d'une série de photodiodes installées parallèlement à l'axe du prémélangeur. De cette façon, on a observé que tout juste avant le passage de la flamme, la vitesse de l'écoulement sur l'axe du tube est réduite de façon importante, atteignant même des valeurs négatives. De plus, Fritz et al. (2004) ont démontré que cette zone présentant une forte diminution de la vitesse axiale voyage vers l'amont du prémélangeur en précédant la flamme et en demeurant près de cette dernière.

Fritz & al (2004) ont été les premiers à déterminer le mécanisme causant la forte diminution de vitesse en avant de la flamme. Il s'agit de la rupture du tourbillon longitudinal. Comme le montre la Figure A-2, elle consiste en un tourbillon originalement longitudinal qui subit une transformation pour devenir un tourbillon annulaire présentant une vitesse axiale négative près de l'axe de la chambre de combustion (Syred & Beér, 1974). On sait que la rupture

du vortex longitudinal se produit dans des zones de gradient adverse de pression, comme dans les expansions rapides ou les diffuseurs (Brown & Lopez, 1990; Lieuwen, 2008). Or, de tels gradients de pression sont justement observés tout juste en amont des flammes (Lieuwen, 2008), ce qui entraîne la rupture du vortex longitudinal dans le prémélangeur et du même coup le retour de flamme. Tout comme pour les retours de flamme dans la couche limite et dans le centre de l'écoulement, celui dû à la CIVB est causé par le fait que la vitesse de flamme dépasse la vitesse locale de l'écoulement à une certaine position dans le prémélangeur.

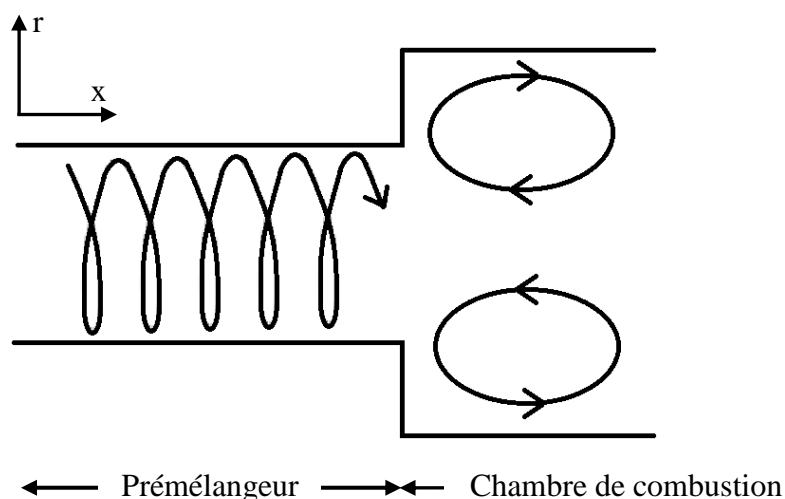


Figure A-2: Schéma de la rupture du vortex longitudinal

Récemment, un critère a été développé pour caractériser l'apparition du retour de flamme causé par la CIVB (Kröner, Fritz, & Sattelmayer, 2003). En partant du principe fondamental qu'un taux d'étirement suffisant ou de grandes pertes de chaleur peuvent mener à l'extinction de la flamme, ils ont déduit que cela provoquerait un arrêt du processus de retour de flamme causé par la CIVB. Pour soutenir la réaction chimique, une quantité minimale de chaleur doit être produite lors de la combustion des réactants. En fait, il y a une balance entre la génération de chaleur et de produits dans la zone de combustion, et l'effet du mélange turbulent (*turbulent mixing*) qui tend à les arracher de cette région. Pour caractériser cet équilibre, le ratio des temps caractéristiques chimique (τ_c) (voir équation A-1) et de mélange (τ_u) (voir équation A-2) a été utilisé. Kröner et al. (2003) ont démontré que le retour de flamme est évité lorsque ce ratio est plus grand qu'une valeur critique nommée le coefficient d'extinction (C_{Quench}) (équation A-3).

$$\tau_c = \frac{\delta_L}{S_L} = \frac{\alpha}{S_L^2}, \quad (\text{A-1})$$

$$\tau_u = \frac{D_i}{\bar{u}}, \quad (\text{A-2})$$

$$\frac{\tau_c}{\tau_u} = \frac{\alpha}{S_L^2} \cdot \frac{\bar{u}}{D_i} \geq C_{Quench}. \quad (\text{A-3})$$

De plus, en utilisant les nombres de Péclet, on peut réécrire le critère (A-3) sous la forme suivante :

$$Pe_J \geq C_{Quench} \cdot Pe_F^2 \quad (\text{A-4})$$

L'équation (A-4) signifie que si le nombre de Péclet basé sur la vitesse de l'écoulement est supérieur ou égal au carré du nombre de Péclet basé sur la vitesse de flamme multiplié par C_{Quench} , alors le retour de flamme ne se produit pas. Un fait intéressant est que les critères déterminant le retour de flamme dans la couche limite (équation 2-8) et causé par la CIVB (équation A-4) sont pratiquement identiques, et ce, même si les deux mécanismes sont totalement différents. La validité de l'équation (A-4) a été démontrée pour une chambre de combustion brûlant un mélange de gaz naturel et d'air. En traçant les résultats expérimentaux sur un graphique logarithmique de Pe_F contre Pe_J , on a observé que les points se concentraient autour d'une droite de pente $\frac{1}{2}$ et qu'une valeur de C_{Quench} égale à 0.12 permettait de bien corrélérer les conditions de retour de flamme dans cette chambre de combustion. La puissance de ce critère réside dans le fait que si le coefficient d'extinction est calculé à partir d'un couple Pe_J - Pe_F mesuré, cela est suffisant pour extrapoler toutes les autres conditions qui mèneront au retour de flamme dans cette chambre de combustion (Kröner et al., 2003). Il faut toutefois savoir que C_{Quench} peut varier d'une configuration à une autre.

Dans une étude plus récente, on a montré qu'un temps chimique caractéristique évalué sur la base de simulations numériques de réacteurs parfaitement agités (*perfectly stirred reactor*) était plus approprié pour calculer le coefficient d'extinction (Kröner, Sattelmayer, Fritz, Kieseewetter, & Hirsch, 2007). De plus, pour des carburants hautement diffusifs comme l'hydrogène, C_{Quench} doit être multiplié par le nombre de Lewis (le rapport des diffusivités thermique et massique) afin de considérer leur plus grande résistance à l'extinction.

A.3 Autres mécanismes de stabilisation de la flamme dans le prémélangeur de chambres de combustion réelles

Dans les chambres de combustion réelles utilisées pour le transport ou dans le domaine industriel, la flamme peut être stabilisée dans le prémélangeur par d'autres mécanismes que le retour de flamme proprement dit. Dans la section qui suit, on s'attardera à trois de ces mécanismes qui ont été identifiés dans l'article bien connu de Plee et Mellor (1978).

A.3.1 Auto-allumage du mélange combustible

L'auto-allumage est en fait l'allumage homogène du mélange combustible dans le prémélangeur sans addition d'énergie par un moyen extérieur. Contrairement au retour de flamme pour lequel la flamme est en mouvement, l'auto-allumage entraîne une zone de combustion stable dans le prémélangeur. Ce phénomène est dû au fait que le temps de résidence du mélange dans cette section du système est plus long que le délai d'auto-allumage, aussi nommé délai d'ignition.

Pour des températures de réactants suffisamment basses, le mélange ne peut pas s'enflammer sans l'apport énergétique d'une source externe. Cela fait en sorte que les expériences faites aux conditions atmosphériques sont sécuritaires quant à l'apparition de l'auto-allumage. En fait, la température d'auto-inflammation (T_{AI}) de carburants communs est généralement deux à trois fois plus grande que la température atmosphérique standard. Par exemple, pour des mélanges d'air et de paraffines (C_nH_{2n+2}), la plus haute température d'auto-inflammation est environ 873 K, et est observée avec du méthane (CH_4). À mesure que la masse

molaire augmente pour des paraffines d'ordres supérieurs, T_{AI} diminue (Kuo, 2005) atteignant approximativement 700 K pour un mélange d'air et de butane (C_4H_{10}) (Lieuwen et al., 2008). Au-dessus de cette température critique, le mélange peut s'enflammer par lui-même au bout d'un certain temps qui correspond au délai d'auto-allumage discuté plus tôt. En pratique, on le mesure comme étant l'intervalle entre le moment où le mélange est porté à une température supérieure à T_{AI} et l'instant auquel la température, la pression et la production de radicaux augmentent rapidement en raison de l'initiation de la combustion (Starikovskaia, 2006). Ce délai est généralement mesuré dans un tube à choc.

Des expériences faites avec cinq types d'hydrocarbures liquides différents mélangés avec de l'air pour des richesses variant de 0,3 à 1, des pressions de 10 à 30 atm et des températures initiales s'élevant jusqu'à 1000 K, ont permis de développer la relation suivante (Spadaccinia & Teveldea, 1982) :

$$\tau \propto \frac{1}{P} \cdot e^{\frac{E_A}{R \cdot T}} \quad (A-5)$$

Cette relation implique que plus la pression et la température initiales sont grandes, plus le délai d'ignition (τ) est court, et le prémélangeur est d'autant plus sujet à souffrir de l'auto-allumage. De telles conditions sont observées dans les turbines à gaz. Lors de la conception de ces dernières, il est donc important de veiller à ce que le temps de résidence de l'écoulement dans le prémélangeur ne soit pas trop long.

A.3.2 Propagation de la flamme dans les écoulements inverses

Ce type de retour de flamme est généralement caractérisé par la présence d'une expansion soudaine ou d'une section divergente agressive dans le prémélangeur, qui induit une zone de recirculation. Si cette dernière s'étend suffisamment loin en aval tel que montré sur la Figure A-3, cela peut mener à une interaction avec le vortex présent à la décharge du prémélangeur dans la chambre de combustion dont l'utilité est de stabiliser la flamme. Ce contact des deux vortex

permet à cette dernière de se propager en amont au travers de la zone de vitesse axiale négative du premier tourbillon. Le résultat est une flamme stabilisée à la première expansion du prémélangeur et non pas au point d'ancrage désiré. Sur la Figure A-3, d est la hauteur caractéristique de l'expansion et L est la distance entre cette expansion et la décharge du prémélangeur. Règle générale, si d et L sont du même ordre de grandeur, le retour de flamme peut se produire (Plee et al., 1978).

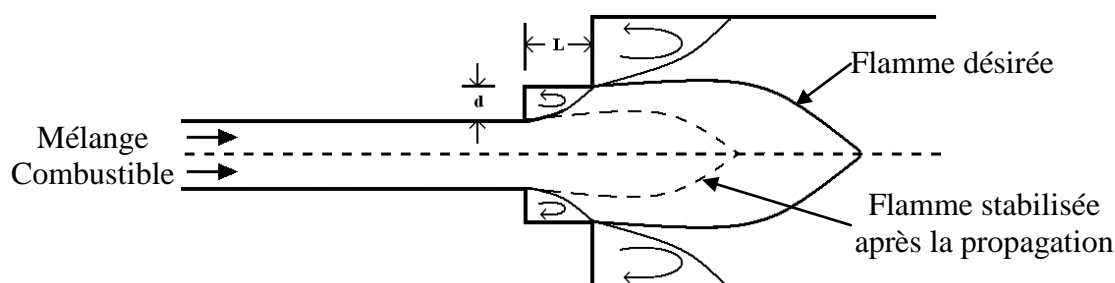


Figure A-3: Illustration de la propagation de la flamme dans les écoulements inverses
(reproduction, (Plee et al., 1978))

A.3.3 Pré-allumage du mélange combustible dans les zones de recirculation du prémélangeur

Contrairement à la propagation de la flamme dans les écoulements inverses, le pré-allumage du mélange combustible dans les zones de recirculation du prémélangeur est observé si la hauteur de l'expansion d est beaucoup plus petite que la longueur L comme le montre la Figure A-4. Dans ce cas, le vortex dans le prémélangeur laisse suffisamment de temps au mélange combustible pour qu'il s'auto-allume, ce qui entraîne la stabilisation de la flamme à cet endroit (Plee et al., 1978). Les mécanismes de stabilisation de la flamme dans le prémélangeur présentés aux sections A.3.2 et A.3.3 montrent que lors de la conception des chambres de combustion, on se doit de faire en sorte qu'il n'y a pas de zones de recirculation en amont de la décharge.

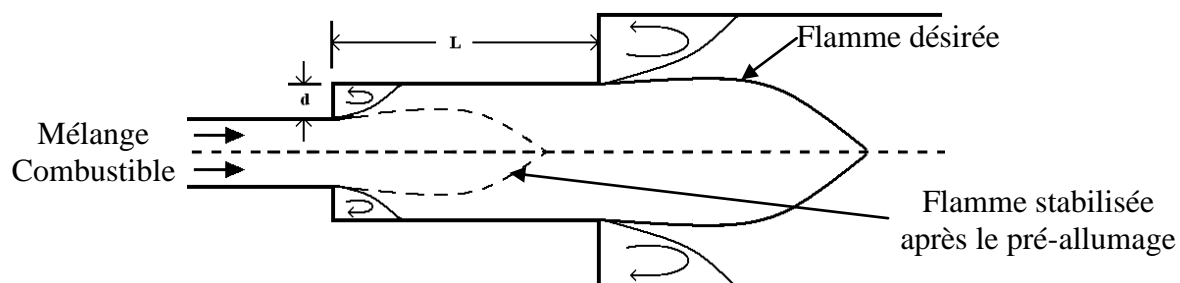


Figure A-4: Illustration du pré-allumage du mélange combustible dans les zones de recirculation du prémélangeur (reproduction, (Plee et al., 1978))

A.4 Effet des conditions d'opération sur le retour de flamme

Comme on l'a expliqué précédemment, l'effet de chaque paramètre varie en fonction du type de propagation de la flamme. Ainsi, dans la section qui suit, le mécanisme de retour de flamme considéré sera clairement identifié.

A.4.1 Effet de la température des réactants

Pour le retour de flamme dans la couche limite, l'effet de la température des réactants (T_u) sur le gradient de vitesse critique a été étudié expérimentalement pour un mélange d'hydrogène et d'air, présentant une richesse de 1,5, à deux pressions subatmosphériques, dans une chambre de combustion ayant un prémélangeur de 1,016 cm de diamètre. On a déterminé que le gradient critique (g_F) est proportionnel à la température d'entrée dans le prémélangeur élevée à la puissance n tel que montré par l'équation (A-6). Pour ces conditions expérimentales, la constante n était égale à 1.48 et 1.56 pour des écoulements turbulent et laminaire respectivement (Burton, 1959). La relation (A-6) a été confirmée récemment à l'aide d'une chambre de combustion atmosphérique, présentant un écoulement turbulent et brûlant du carburant liquide Jet A-1. Pour ce montage expérimental, on a trouvé que l'exposant n vaut 2,17 et 1,75 dans des conditions pauvre et stœchiométrique respectivement (Schäfer et al., 2003). Puisque l'exposant n est positif, l'équation (A-6) indique qu'au fur et à mesure que la température des réactants augmente, le gradient critique croît, ce qui signifie que les risques de retour de flamme sont augmentés.

$$g_F \propto T_u^n \quad (\text{A-6})$$

Bien que des mesures montrant l'effet de la température des réactants sur le retour de flamme au travers du centre de l'écoulement soient plutôt rares, voire inexistantes, on peut tout de même analyser son influence en considérant l'impact qu'elle a sur la vitesse de flamme. On sait que ce type de retour de flamme se produit si cette dernière est supérieure à la vitesse locale de l'écoulement. Or, des recherches faites avec différents carburants, dont le méthanol, le propane, l'isooctane et le gaz de synthèse, mélangés avec de l'air à des richesses allant de 0,8 à 1,5 et pour des températures des réactants (T_u) comprises entre 298 et 900 K, ont permis de démontrer que la relation entre la vitesse de flamme (S_L) et la température des réactants est une fonction puissance (Dugger, Weast, & Heimel, 1955; Metghalchi & Keck, 1982) :

$$S_L \propto T_u^p \quad (\text{A-7})$$

De plus, la valeur de l'exposant p pour les carburants considérés est comprise entre 1.98 et 2.47, la valeur exacte variant en fonction de la richesse et du type de carburant. Donc, si la température d'entrée est augmentée, on doit accroître la vitesse de l'écoulement afin d'empêcher le retour de flamme. Il faut toutefois noter que pour un débit massique fixe, une plus grande température entraîne une vitesse d'écoulement supérieure. Par exemple, on peut montrer pour un écoulement de Poiseuille que la vitesse locale est proportionnelle à la température :

$$u(r) = (R^2 - r^2) \cdot \frac{2 \cdot \dot{m}}{\pi \cdot R^4} \cdot \frac{R_u \cdot T}{P \cdot M} = f(T) \quad (\text{A-8})$$

, où r est le rayon local, R le rayon du tube, \dot{m} le débit massique, R_u la constante universelle des gaz parfaits, P la pression, T la température et M la masse molaire. Puisque l'exposant p est généralement supérieur ou égal à 2, cette augmentation de la vitesse locale n'est pas suffisante pour contrebalancer l'accroissement de la vitesse de flamme.

Dans une chambre de combustion expérimentale opérant à pression atmosphérique et brûlant des mélanges pauvres, il a été montré que pour un débit massique donné, une augmentation de la température d'entrée des réactants fait augmenter le coefficient d'air (λ) auquel le retour de flamme dû à la CIVB se produit. Comme on le sait, λ est l'inverse de la richesse, ce qui veut donc dire qu'au fur et à mesure que T_u croît, la valeur de ϕ à laquelle la flamme se propage en amont diminue. Cela implique que pour un même débit massique global, le retour de flamme se produit avec une plus petite quantité de carburant dans les réactants. On conclut donc que l'effet de T_u est de favoriser ce type de retour de flamme. Ce n'est pas étonnant, puisqu'une température de réactants plus élevée entraîne une accélération de la cinétique chimique favorisant la propagation de la flamme (Kröner et al., 2003). Récemment, des essais expérimentaux corroborés par les prédictions d'un modèle ont montré que le coefficient d'air (λ) auquel le retour de flamme se produit augmente linéairement avec la température d'entrée (Konle & Sattelmayer, 2010).

A.4.2 Effet de la pression

Les recherches portant sur l'effet de la pression d'opération sur la tendance des flammes à se propager dans le prémélangeur sont plutôt rares. Pour le retour de flamme dans la couche limite, Burton (1959) a démontré expérimentalement que l'influence de la pression est similaire à celle de la température d'entrée. En effet, comme le montre l'équation (A-9), le gradient critique auquel la flamme de propage est proportionnel à la pression d'opération élevée à la puissance m . Ce comportement a été observé pour des températures de réactants variant de 300 à 659 K, dans des écoulements laminaires et turbulents, et pour un mélange d'air et d'hydrogène ayant une richesse de 1.50.

$$g_F \propto P^m \quad (\text{A-9})$$

Kröner et al. (2007) ont évalué l'effet de la pression d'opération sur le retour de flamme dû à la CIVB dans leur chambre de combustion atmosphérique. Pour ce faire, ils ont considéré l'influence de la pression sur les différents paramètres de l'équation (A-3). Si la vitesse moyenne

dans le prémélangeur est maintenue constante pendant que la pression augmente, alors le temps caractéristique de mélange défini comme le rapport entre le diamètre interne du prémélangeur et la vitesse moyenne ne change pas. En outre, ils ont trouvé dans la littérature que la pression (P) affecte la vitesse de flamme laminaire (S_L) et la diffusivité thermique (α) de la façon suivante :

$$S_L \propto \frac{1}{\sqrt{P}} \text{ et } \alpha \propto \frac{1}{P}. \quad (\text{A-10})$$

Il appert donc que le temps chimique caractéristique donné par l'équation (A-1) n'est pas influencé lui non plus par la pression, et que globalement cette dernière n'a pas d'effet sur le retour de flamme dû à la rupture du tourbillon longitudinal. Toutefois, si le temps caractéristique est calculé à l'aide de simulations numériques d'un réacteur parfaitement agité ($\tau_{c,psr}$) tel que proposé récemment par Kröner et al. (2007), la pression a un effet sur l'apparition du retour de flamme. Comme le montre la Figure A-5, la relation entre la pression et $\tau_{c,psr}$ n'est pas monotone et varie pour différentes températures de fonctionnement de la chambre de combustion. Kröner et al. (2007) ont donc conclu que l'évaluation de l'effet de la pression d'opération sur le retour de flamme dû à la CIVB est hasardeuse.

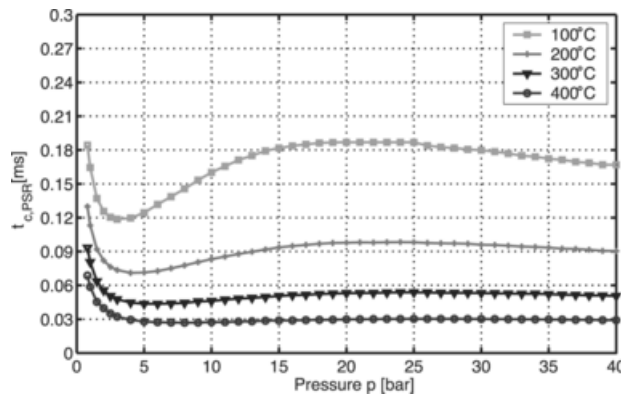


Figure A-5: Effet de la pression sur $\tau_{c,psr}$ pour un mélange de CH_4 et d'air à une richesse de 2 / 3 pour différentes températures de réactants (Kröner et al., 2007)

L'effet de la pression d'opération sur le retour de flamme dû à la CIVB dans la chambre de combustion avec corps central de la Georgia Institute of Technology a aussi été étudié (Noble et al., 2006; Lieuwen, 2008; Lieuwen et al., 2008). On a montré qu'augmenter la pression a un effet limité sur le retour de flamme, mais qu'à des niveaux suffisamment élevés (6-7 atm) cela entraîne une modification du mécanisme de retour de flamme. Pour les plus basses pressions, la flamme se propage plutôt lentement et elle le fait visiblement à cause de la rupture du tourbillon longitudinal. Cependant, pour des pressions élevées, le retour de flamme est beaucoup plus rapide. Dans ce cas, il a été présumé que la flamme se propage dans la couche limite ce qui signifie du même coup que des pressions plus élevées favorisent la transformation du mécanisme de retour de flamme (Noble et al., 2006; Lieuwen, 2008).

Encore une fois, on peut déterminer l'effet de la pression sur le retour de flamme dans le cœur de l'écoulement en tenant compte de l'impact qu'elle a sur la vitesse de flamme. Comme le montre l'équation (A-10), S_L est proportionnelle à l'inverse de la racine carrée de la pression (Kröner et al., 2007). Toutefois, l'applicabilité de cette équation se limite à certains carburants. En fait, la relation entre la vitesse de flamme laminaire et la pression est plutôt de la forme :

$$S_L \propto p^{n-2/2} \quad (\text{A-11})$$

où n est l'ordre de la réaction (Kuo, 2005). Il en ressort que pour des réactions d'ordre 1, l'équation (A-10) est valide, que pour des réactions d'ordre 2 la pression n'a aucun effet sur la vitesse de flamme, et finalement pour des réactions d'ordre 3, S_L croît proportionnellement à la racine carrée de la pression. Ce qu'il faut tirer de ces tendances est que si la vitesse de l'écoulement est maintenue constante au fur et à mesure que la pression augmente, cette dernière aide à prévenir le retour de flamme pour les réactions d'ordre 1, est sans effet pour les réactions de second ordre, et favorise la propagation de la flamme dans le prémélangeur pour les réactions d'ordre 3.

A.4.3 Influence du profil de vitesse

Pour le retour de flamme dû à la CIVB, Fritz et al. (2004) ont démontré qu'une augmentation relativement petite de la vitesse axiale sur l'axe du prémélangeur, comme celle montrée sur la Figure A-6 permet d'empêcher la flamme de se propager en amont de la chambre de combustion. À titre d'exemple, un retour de flamme à travers tout le prémélangeur a été clairement observé pour le cas BCI en brûlant un mélange pauvre de gaz naturel et d'air, tandis qu'avec la configuration BCII qui présente une vitesse légèrement plus élevée sur l'axe, on a pu le prévenir, et ce, même aux conditions stœchiométriques. De surcroît, il a été possible d'éviter le retour de flamme même pour un mélange d'air et d'hydrogène.

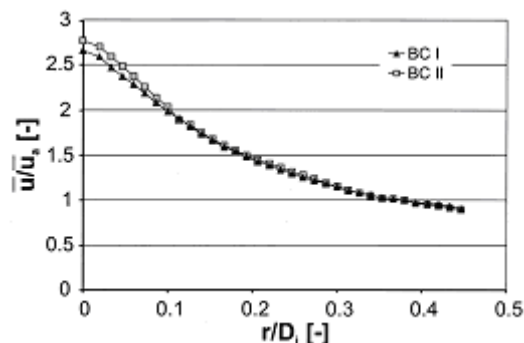


Figure A-6: Profils de vitesse axiale adimensionnels dans le prémélangeur avec vortex longitudinal de Fritz et al. (2004)

A.4.4 Influence du débit massique

Le débit massique n'est pas le principal paramètre qui détermine l'apparition du retour de flamme dû à la CIVB (Kröner et al., 2003). En fait, la richesse à laquelle la flamme commence à se propager (ϕ_{cr}) croît lorsque le débit massique est augmenté, mais pas de façon importante. En effet, une augmentation significative d'environ 160 % du débit n'entraîne qu'une amélioration de 18.75 % de la richesse critique (ϕ_{cr}), ce qui est somme toute relativement faible. Cela confirme l'hypothèse intuitive que des débits plus élevés diminuent les risques de retour de flamme, mais pour prévenir celui dû à la CIVB, ce n'est pas le principal paramètre à modifier.

A.4.5 Influence de la richesse

Dans une chambre de combustion rectangulaire, 2-D, brûlant un mélange pauvre et souffrant d'instabilités de combustion, il a été observé que l'amplitude des oscillations de pression à la décharge est amplifiée lorsque la richesse est augmentée. En fait, au fur et à mesure que ϕ croît, l'amplitude des oscillations augmente jusqu'à ce qu'un maximum soit atteint tout juste avant l'apparition du retour de flamme. Une fois qu'elle est stabilisée dans le prémélangeur, l'amplitude des oscillations de pression est beaucoup moins importante (Protor & Tien, 1985). On peut donc conclure qu'augmenter la richesse dans une chambre de combustion souffrant d'instabilités déclenche le retour de flamme.

La richesse a également un effet important sur le retour de flamme causé par la rupture du tourbillon longitudinal. Dans le montage expérimental de Fritz et al. (2004), pour des ϕ suffisamment faibles, on n'observe pas de propagation de flamme dans le prémélangeur. Toutefois, comme la richesse est augmentée vers les conditions stœchiométriques, un retour de flamme partiel caractérisé par une flamme voyageant d'avant en arrière de façon dynamique dans le prémélangeur se produit. Lorsque ϕ est élevée à des valeurs encore plus grandes et dépassant un seuil critique, la flamme se propage sur toute la longueur du prémélangeur et se stabilise tout juste en aval des aubes qui induisent le tourbillon longitudinal.

A.4.6 Influence de l'homogénéité du mélange combustible

L'influence de l'homogénéité du mélange, donc de la richesse locale, a été étudiée pour le retour de flamme dans la couche limite par Schäfer et al. (2003). Ils ont démontré que pour une richesse globale constante, les configurations induisant des conditions plus pauvres près de la paroi du prémélangeur sont plus résistantes au retour de flamme, car elles entraînent une réduction locale de la vitesse de flamme et une augmentation de la distance de coincement. En fait, l'injection d'une très petite quantité d'air au travers de la surface du prémélangeur aide à prévenir le retour de flamme à travers la couche limite selon Lieuwen et al. (2008), car elle réduit la richesse locale. À l'inverse, des conditions plus stœchiométriques à la paroi favorisent la propagation de la flamme dans le prémélangeur.

A.4.7 Effet de la composition du carburant

La Figure A-7 montre la fréquence des instabilités de combustion dans une chambre de combustion atmosphérique brûlant un mélange pauvre de méthane, d'hydrogène et d'air. On constate que le pourcentage d'hydrogène dans le mélange a un effet considérable sur la fréquence dominante des oscillations. De plus, la figure semble indiquer qu'il existe une valeur seuil de la teneur en hydrogène, aux environs de 20 à 25 %, qui conduit à une baisse de la fréquence de 90 Hz à 30-50 Hz, et ce, pour toutes les richesses étudiées. Tuncer al. (2009) ont démontré que le retour de flamme est justement lié aux oscillations de basses fréquences. Ainsi, sur la Figure A-7, la transition des hautes aux basses fréquences correspond à l'apparition du retour de flamme dans le prémélangeur (Tuncer et al., 2009). On peut donc conclure que l'addition d'hydrogène favorise le retour de flamme causé par les instabilités de combustion.

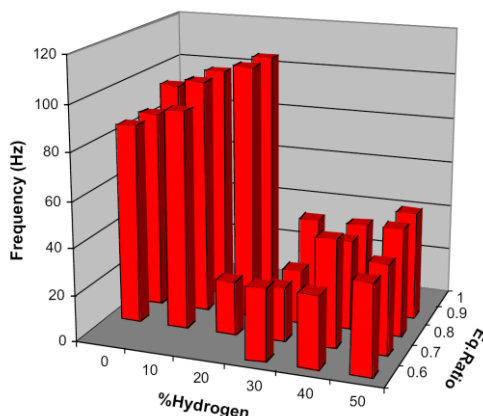


Figure A-7: Fréquence dominante des instabilités de combustion en fonction de la quantité d'hydrogène dans le carburant et de la richesse du mélange (Tuncer et al., 2009)

Dans le montage du Georgia Institute of Technology, Lieuwen (2008) a montré, à plusieurs pressions d'opération allant de 1,7 à 4,4 atm et pour des températures de réactants variant de 300 à 460 K, que la richesse critique à laquelle le retour de flamme dû à la CIVB se produit est pratiquement indépendante de la concentration d'hydrogène dans le mélange.

De leur côté, contrairement à Lieuwen (2008), Kröner et al. (2007) ont montré dans un brûleur cylindrique, à pression atmosphérique et sans corps central, que la proportion d'hydrogène dans un mélange pauvre de CH_4 , d' H_2 et d'air a un effet considérable sur le retour de flamme dû à la CIVB. En effet, pour un débit massique donné et à une température de réactants de 100 °C, la richesse critique pour laquelle le retour de flamme se produit s'abaisse de 43 % tandis que la proportion d'hydrogène est augmentée de 0 à 15 %. Par conséquent, le retour de flamme causé par la rupture du vortex longitudinal est plus enclin à se produire avec des mélanges de carburants ayant de plus grandes proportions d' H_2 en raison de sa plus grande résistance à l'extinction (Kröner et al., 2007).

A.5 La combustion assistée par plasma

Afin de créer le volume de plasma nécessaire à la PAC qui doit couvrir entièrement l'aire transversale de l'écoulement, la configuration de la décharge à barrière diélectrique doit être modifiée en comparaison avec celle présentée sur la Figure 1-1. Un exemple générique est montré sur la Figure A-8 pour un prémélangeur tubulaire. Les électrodes électrofilées et mise à la terre sont toujours séparées par un matériau diélectrique, qui dans le cas présent agit aussi comme paroi du prémélangeur. Lorsqu'une tension alternative ou pulsée est appliquée entre les électrodes, le plasma remplit le volume de gaz qui est situé entre les deux électrodes comme le montre la zone grise pâle sur la Figure A-8. L'électrode au centre du prémélangeur peut être un simple cylindre plein, ou un tube évidé permettant d'y faire passer un gaz. Dans ce dernier cas, l'écoulement passant dans l'électrode tubulaire n'est pas activé, puisqu'il n'y a pas de plasma formé à l'intérieur.

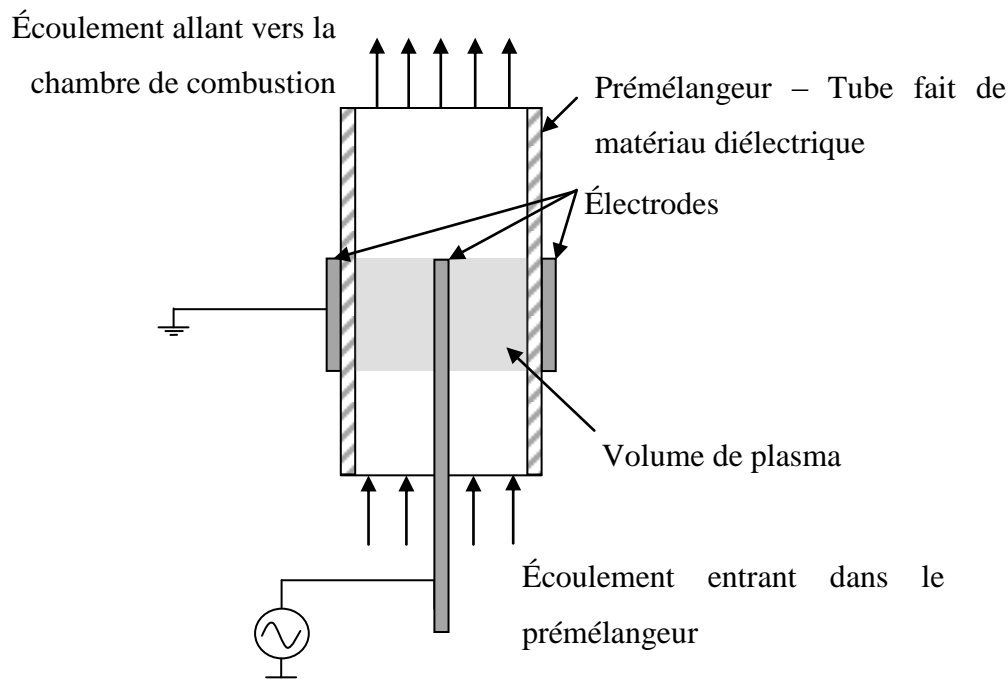


Figure A-8: Configuration générique d'un actionneur plasma pour la combustion assistée par plasma. Inspirée de (Mintoussov et al., 2004)

Cette configuration de la DBD permet d'étudier les flammes de prémélange et de diffusion. Pour obtenir le premier type, on peut tout simplement introduire un mélange combustible dans le prémélangeur tel que montré sur la Figure A-9 (a). On peut aussi faire passer le carburant ou l'air à l'intérieur de l'électrode tubulaire, l'air ou le carburant à l'extérieur, et stabiliser la flamme au bout du prémélangeur de façon à ce que les deux écoulements aient le temps nécessaire pour se mélanger avant de se rendre à la zone de réaction (Figure A-9 b). Quant aux flammes de diffusions, on les obtient aussi en séparant les flux d'air et de carburant, mais la flamme est stabilisée sur l'électrode tubulaire (Figure A-9 c). Dans la présente section, les deux types de flamme seront étudiés séparément.

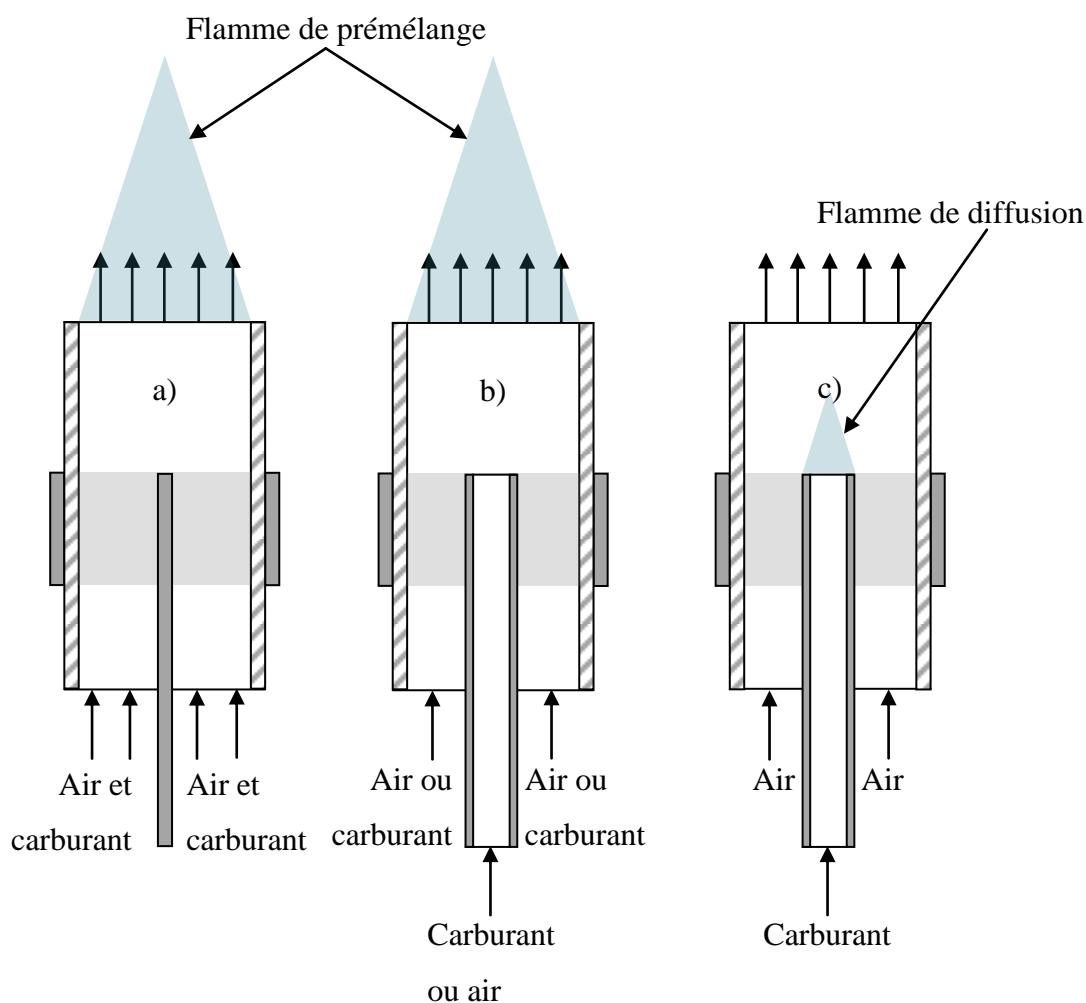


Figure A-9: Configurations permettant l'étude de la combustion assistée par plasma pour des flammes de prémélange (a et b) et de diffusion (c). Inspirées respectivement de (Mintoussov et al., 2004), (Rosocha et., al, 2010) et (Hu et al., 2010)

A.5.1 La combustion assistée par plasma des flammes de prémélange

Une chambre de combustion atmosphérique similaire à la configuration montrée par la Figure A-9 (b), pour laquelle l'air est injecté au travers du tube métallique mis à la terre et le propane passé dans le volume de plasma, a été utilisée pour démontrer l'effet de l'activation du carburant sur les caractéristiques d'une flamme de prémélange. Pour ces expériences, l'électrode extérieure était électrifiée par une tension alternative de 450 Hz. Pour différents débits de carburant maintenus constants, il a été montré qu'on peut faire passer jusqu'à 33 % plus d'air dans le prémélangeur avant de souffler la flamme lorsque la DBD est en fonction. Comme la vitesse d'écoulement à laquelle le soufflage se produit est directement liée à la vitesse de

flamme, cet accroissement du débit d'air indique une augmentation de S_L , et donc une accélération de la cinétique de combustion, lorsque l'actionneur plasma est en marche (Rosocha et al., 2007). De plus, cette amélioration du comportement de la chambre de combustion a été obtenue avec une puissance relativement faible de 10W fournie à la DBD, et il a été montré que le chauffage des réactants est négligeable. Rosocha et al., (2007) ont donc conclu que la majorité de l'énergie électrique insérée dans le système sert à décomposer et exciter les particules. On a aussi prouvé que la vitesse de flamme augmente au fur et à mesure que la puissance électrique appliquée croît (Rosocha L., Kim, Stange, Ferreri, Coates, & Platts, 2010). De surcroît, pour des conditions d'opération constantes, on a démontré qu'un autre effet de l'activation par plasma du propane est de réduire la pression partielle d'hydrocarbures imbrulés et d'augmenter celle de la vapeur d'eau et du dioxyde de carbone dans les produits de combustion. Cela indique que la combustion est plus complète en raison de l'accélération de la cinétique de flamme par la DBD (Rosocha et al., 2007).

D'autres études ont été faites avec une chambre de combustion semblable à celle illustrée sur la Figure A-9 (a) pour laquelle de l'air et du propane sont mélangés avant d'être activés par le plasma généré via un signal nano-pulsé de +25 kV, à une fréquence de 1,2 kHz, et pour une durée de pulse variant de 24 à 77 ns. Pour ces conditions, le plasma est de type filamentaire et les filaments voyagent de l'électrode électrisée vers celle mise à la terre. On a montré que la principale région de génération de radicaux est localisée à la tête des filaments, puisque c'est à cet endroit que le champ électrique réduit (E/N) atteint sa valeur maximale (Mintoussov et al., 2004). Avec ce montage expérimental, on a prouvé que l'activation simultanée de l'air et du carburant, pour une richesse constante, permet d'augmenter de plus de 100 % la vitesse de l'écoulement à laquelle le soufflage de la flamme se produit. Cette amélioration considérable de la limite de soufflage a été obtenue avec une puissance électrique appliquée à la DBD d'environ 9W, ce qui correspond à moins de 1 % de l'énergie chimique du mélange de propane et d'air (Mintoussov et al., 2004).

L'accélération de la cinétique de flamme a d'autres applications en combustion. En effet, on a démontré qu'on peut accélérer l'allumage de mélanges combustibles en les activant à l'aide

d'actionneurs plasma. Des expériences faites dans un tube à choc présentant des pressions et des températures en aval du choc réfléchi variant de 0,17 à 1 atm et de 980 K à 1630 K, et ce, pour des mélanges stœchiométriques d'hydrocarbures (CH_4 à C_4H_{10}), d'oxygène et d'argon, ont montré que la mise en marche de l'actionneur plasma permet de raccourcir le temps d'auto-allumage par plusieurs centaines de microsecondes, ce qui correspond approximativement à un ordre de grandeur (Zhukov et al., 2004; Starikovskaia et al., 2005; Starikovskaia S., Kosarev, Mintoussov, & Starikovskii, 2005).

A.5.2 La combustion assistée par plasma des flammes de diffusion

Très peu de recherches abordent la combustion assistée par plasma des flammes de diffusion. Récemment, des expériences ont été faites avec un montage expérimental ressemblant à la configuration (c) de la Figure A-9, dans lequel l'électrode interne est mise à la terre et l'électrode externe est électrisée par un signal alternatif de 20 à 30 kHz à une amplitude allant jusqu'à 20 kV_{c-c}. Des mélanges de carburants à faible pouvoir calorifique, faits de monoxyde de carbone, d'hydrogène et d'azote, sont passés dans le tube métallique, alors que l'écoulement d'air est activé par la décharge. Dans ces conditions, il a été montré que le plasma peut entraîner l'allumage de la flamme, et ce, pour des richesses et des proportions d'hydrogène dans le carburant inférieures à celles nécessaires pour l'ignition avec une bougie d'allumage conventionnelle. De plus, pour un pouvoir calorifique et un débit de carburant donnés, on a montré que le soufflage de la flamme est repoussé à de plus faibles richesses lorsque la DBD est en marche, ce qui témoigne d'un agrandissement de la plage d'opération stable de la chambre de combustion (Hu, Xu, Fang, & Huang, 2010).

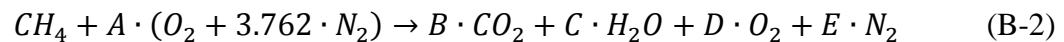
ANNEXE B – CALCUL DE LA RICHESSE POUR UN MÉLANGE D’HYDROGÈNE, DE MÉTHANE ET D’AIR

L’annexe B présente le développement mathématique nécessaire à l’obtention de l’équation permettant le calcul de la richesse à partir des débits volumiques standards mesurés par les trois débitmètres utilisés dans la recherche présentée dans ce mémoire. Pour y arriver, on utilisera la définition théorique de la richesse, la loi des gaz parfaits, la relation reliant les débits massique et volumique, ainsi que des bilans atomiques.

Tout d’abord, comme le montre l’équation (3-1), la richesse pour un mélange de carburant et d’air est définie comme le rapport des ratios carburant-comburant aux conditions réelles et stœchiométriques respectivement (Kuo, 2005) :

$$\phi = \frac{F/A}{[F/A]_{ST}} \quad (B-1)$$

Dans cette équation, les ratios F/A peuvent être ceux des débits molaires ou des débits massiques de carburant et d’air respectivement. Toutefois, pour le calcul de la richesse, on doit utiliser la même base (molaire ou massique) pour le numérateur et le dominateur de l’équation (B-1). Pour un mélange pauvre, on sait que les principaux produits de combustion sont le dioxyde de carbone, la vapeur d’eau, l’oxygène et l’azote (Ng, 2009). Pour un mélange de méthane brûlant avec de l’air dans ces conditions, on peut donc écrire la réaction globale suivante :



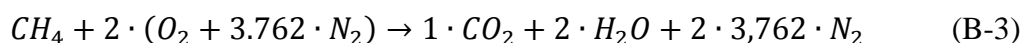
Dans l’équation précédente, A, B, C, D et E sont des variables et l’air est approximativement constitué d’oxygène et d’azote dans un rapport 1 : 3,762. Comme les atomes sont conservés lors des réactions chimiques, on peut faire leur bilan dans le but de trouver la valeur des variables A, B, C, D, et E. Toutefois, le système d’équations est sous-contraint. On ne peut faire que quatre

bilans, puisqu'il n'y a que quatre atomes impliqués dans la réaction, alors qu'il y a cinq inconnues. Cependant, on sait qu'aux conditions stœchiométriques il y a juste assez de comburant, dans ce cas-ci l'oxygène compris dans l'air, pour brûler complètement le carburant. Cela implique que D est nul. Dans ce cas, on trouvera un système d'équations linéaires à quatre équations et quatre inconnues :

Atomes :

$$\begin{array}{ll} \text{C :} & 1 = B \\ \text{H :} & 4 = C \cdot 2 \\ \text{N :} & A \cdot 3,762 = E \\ \text{O :} & A \cdot 2 = B \cdot 2 + C \cdot 1 + D \cdot 2 \end{array}$$

En résolvant ce système, on trouve qu'aux conditions stœchiométriques la réaction globale s'écrit de la façon suivante :



L'équation (B-3) permet de calculer le ratio carburant-comburant :

$$[F/A]_{ST} = \frac{1}{A \cdot 4.762} = \frac{1}{2 \cdot 4.762} \quad (\text{B-4})$$

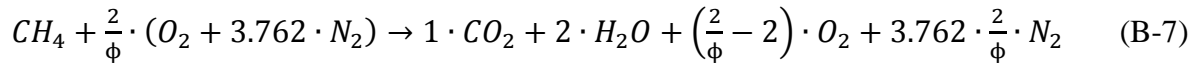
De la définition de la richesse, on trouve que :

$$F/A = \phi \cdot [F/A]_{ST} = \frac{\phi}{2 \cdot 4.762} \quad (\text{B-5})$$

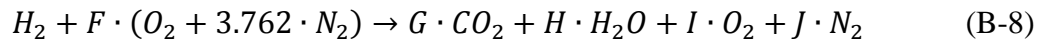
Or, pour la réaction globale de l'équation (B-2), on sait que :

$$F/A = \frac{1}{A \cdot 4.762} = \frac{\phi}{2 \cdot 4.762} \quad (\text{B-6})$$

On trouve donc que pour un mélange pauvre la réaction globale est :



De façon analogue à l'équation (B-2), on sait que pour un mélange pauvre d'hydrogène et d'air la réaction globale de combustion s'écrit comme suit :



Le bilan atomique permet de développer le système d'équations linéaires suivant :

Atomes :

$$\begin{array}{ll} \text{C :} & 0 = G \\ \text{H :} & 2 = H \cdot 2 \\ \text{N :} & F \cdot 3.762 = J \\ \text{O :} & F \cdot 2 = G \cdot 2 + H \cdot 1 + I \cdot 2 \end{array}$$

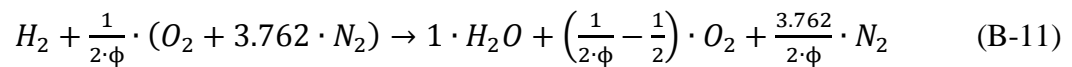
Aux conditions stœchiométriques pour lesquelles la variable I est nulle, on trouve que le ratio carburant-comburant est égal à :

$$[F/A]_{ST} = \frac{1}{F \cdot 4.762} = \frac{2}{4.762} \quad (\text{B-9})$$

Il en découle que le ratio carburant-comburant d'un mélange pauvre d'hydrogène et d'air est donné par :

$$F/A = \Phi \cdot [F/A]_{ST} = \frac{2 \cdot \Phi}{4.762} \quad (B-10)$$

Cela permet de réécrire la réaction globale (B-8) sous la forme suivante :



Soit un mélange de carburants composé de méthane et d'hydrogène caractérisé par la fraction molaire d'hydrogène le constituant $X_{H_2,C}$:

$$X_{H_2,C} = \frac{X_{H_2}}{X_{H_2} + X_{CH_4}} \quad (B-12)$$

L'équation (B-12) indique que la fraction molaire d'hydrogène dans le carburant ($X_{H_2,C}$) est égale à la fraction molaire d'hydrogène dans le mélange carburant-comburant divisée par la somme des fractions molaires de CH_4 et d' H_2 . De plus, la fraction molaire de méthane dans le mélange de carburant est égale à $1 - X_{H_2,C}$.

Pour un mélange pauvre de méthane, d'hydrogène et d'air, on trouve la réaction globale en additionnant les réactions (B-7) et (B-11) multipliées par la fraction molaire de méthane et d'hydrogène dans le carburant respectivement. L'équation (B-13) montre le résultat final de ce développement :

$$\begin{aligned}
& (1 - X_{H_{2,C}}) \cdot \left[CH_4 + \frac{2}{\phi} \cdot (O_2 + 3.762 \cdot N_2) \rightarrow 1 \cdot CO_2 + 2 \cdot H_2O + \left(\frac{2}{\phi} - 2 \right) \cdot O_2 + 3.762 \cdot \frac{2}{\phi} \cdot N_2 \right] \\
& + X_{H_{2,C}} \cdot \left[H_2 + \frac{1}{2 \cdot \phi} \cdot (O_2 + 3.762 \cdot N_2) \rightarrow 1 \cdot H_2O + \left(\frac{1}{2 \cdot \phi} - \frac{1}{2} \right) \cdot O_2 + \frac{3.762}{2 \cdot \phi} \cdot N_2 \right] \\
\hline
& (1 - X_{H_{2,C}}) \cdot CH_4 + X_{H_{2,C}} \cdot H_2 + \left[(1 - X_{H_{2,C}}) \cdot \frac{2}{\phi} + \frac{X_{H_{2,C}}}{2 \cdot \phi} \right] \cdot (O_2 + 3.762 \cdot N_2) \\
& \rightarrow (1 - X_{H_{2,C}}) \cdot CO_2 \\
& + [2 \cdot (1 - X_{H_{2,C}}) + X_{H_{2,C}}] \cdot H_2O \\
& + \left[2 \cdot (1 - X_{H_{2,C}}) \cdot \left(\frac{1}{\phi} - 1 \right) + \frac{X_{H_{2,C}}}{2} \cdot \left(\frac{1}{\phi} - 1 \right) \right] \cdot O_2 \\
& + \frac{3.762}{\phi} \cdot \left[2 \cdot (1 - X_{H_{2,C}}) + \frac{X_{H_{2,C}}}{2} \right] \cdot N_2 \tag{B-13}
\end{aligned}$$

Pour le calcul de la richesse d'un mélange à partir des valeurs expérimentales, le membre de gauche de l'équation (B-13) est important puisque c'est le débit des réactants que l'on contrôle et mesure :

$$(1 - X_{H_{2,C}}) \cdot CH_4 + X_{H_{2,C}} \cdot H_2 + \left[(1 - X_{H_{2,C}}) \cdot \frac{2}{\phi} + \frac{X_{H_{2,C}}}{2 \cdot \phi} \right] \cdot (O_2 + 3.762 \cdot N_2) \tag{B-14}$$

L'équation (B-14) qui a déjà été présentée dans la littérature pour décrire un mélange CH_4 - H_2 -air (Hu, Huang, He, Zheng, & Miao, 2009) permet en outre de calculer le ratio carburant-comburant pour un mélange pauvre sur une base massique :

$$F/A = \frac{(1 - X_{H_{2,C}}) \cdot M_{CH_4} + X_{H_{2,C}} \cdot M_{H_2}}{\left[(1 - X_{H_{2,C}}) \cdot \frac{2}{\phi} + \frac{X_{H_{2,C}}}{2 \cdot \phi} \right] \cdot 4.762 \cdot M_{air}} \tag{B-15}$$

$$= \frac{\dot{m}_{\text{carburant}}}{\dot{m}_{\text{air}}} \quad (\text{B-16})$$

$$= \frac{\dot{m}_{CH_4} + \dot{m}_{H_2}}{\dot{m}_{\text{air}}} \quad (\text{B-17})$$

Or, dans la présente recherche, les débits massiques (\dot{m}) n'ont pas été mesurés directement. Il s'agissait plutôt des débits volumiques aux conditions standards (Q_{Std}). Ils sont reliés par la relation suivante dans laquelle la densité est calculée à partir de la loi des gaz parfaits :

$$\begin{aligned} \dot{m} &= \rho_{\text{Std}} \cdot Q_{\text{Std}} \\ &= \frac{P_{\text{Std}} \cdot M}{R_u \cdot T_{\text{Std}}} \cdot Q_{\text{Std}} \end{aligned} \quad (\text{B-18})$$

On peut donc montrer que :

$$F/A = \frac{\dot{m}_{CH_4} + \dot{m}_{H_2}}{\dot{m}_{\text{air}}} = \frac{\frac{P_{\text{Std}} \cdot M_{CH_4}}{R_u \cdot T_{\text{Std}}} \cdot Q_{\text{Std}, CH_4} + \frac{P_{\text{Std}} \cdot M_{H_2}}{R_u \cdot T_{\text{Std}}} \cdot Q_{\text{Std}, H_2}}{\frac{P_{\text{Std}} \cdot M_{\text{Air}}}{R_u \cdot T_{\text{Std}}} \cdot Q_{\text{Std}, \text{Air}}} = \frac{M_{CH_4} \cdot Q_{\text{Std}, CH_4} + M_{H_2} \cdot Q_{\text{Std}, H_2}}{M_{\text{Air}} \cdot Q_{\text{Std}, \text{Air}}} \quad (\text{B-19})$$

Quant à la variable $X_{H_2, C}$, on peut démontrer que :

$$X_{H_2, C} = \frac{X_{H_2}}{X_{H_2} + X_{CH_4}} = \frac{\dot{n}_{H_2} / \dot{n}_{\text{Air}}}{\dot{n}_{H_2} / \dot{n}_{\text{Air}} + \dot{n}_{CH_4} / \dot{n}_{\text{Air}}} \quad (\text{B-20})$$

$$= \frac{\dot{m}_{H_2} / M_{H_2}}{\dot{m}_{H_2} / M_{H_2} + \dot{m}_{CH_4} / M_{CH_4}} \quad (\text{B-21})$$

À l'aide de l'équation (B-18) on trouve :

$$X_{H_2,C} = \frac{\frac{P_{Std} \cdot M_{H_2}}{R_u \cdot T_{Std}} \cdot Q_{Std,H_2} / M_{H_2}}{\frac{P_{Std} \cdot M_{H_2}}{R_u \cdot T_{Std}} \cdot Q_{Std,H_2} / M_{H_2} + \frac{P_{Std} \cdot M_{CH_4}}{R_u \cdot T_{Std}} \cdot Q_{Std,CH_4} / M_{CH_4}} \quad (B-22)$$

$$= \frac{Q_{Std,H_2}}{Q_{Std,H_2} + Q_{Std,CH_4}} \quad (B-23)$$

En insérant la relation (B-23) dans l'équation (B-15) on obtient :

$$F/A = \frac{\left(1 - \frac{Q_{Std,H_2}}{Q_{Std,H_2} + Q_{Std,CH_4}}\right) \cdot M_{CH_4} + \frac{Q_{Std,H_2}}{Q_{Std,H_2} + Q_{Std,CH_4}} \cdot M_{H_2}}{\left[\left(1 - \frac{Q_{Std,H_2}}{Q_{Std,H_2} + Q_{Std,CH_4}}\right) \cdot \frac{2}{\phi} + \frac{Q_{Std,H_2}}{Q_{Std,H_2} + Q_{Std,CH_4}} \cdot \frac{1}{2 \cdot \phi}\right] \cdot 4.762 \cdot M_{air}} \quad (B-24)$$

$$= \frac{Q_{Std,CH_4} \cdot M_{CH_4} + Q_{Std,H_2} \cdot M_{H_2}}{\left(Q_{Std,CH_4} \cdot \frac{2}{\phi} + Q_{Std,H_2} \cdot \frac{1}{2 \cdot \phi}\right) \cdot 4.762 \cdot M_{air}} \quad (B-25)$$

Finalement, à partir des équations (B-19) et (B-25) on déduit que :

$$\frac{M_{CH_4} \cdot Q_{Std,CH_4} + M_{H_2} \cdot Q_{Std,H_2}}{M_{air} \cdot Q_{Std,Air}} = F/A = \frac{Q_{Std,CH_4} \cdot M_{CH_4} + Q_{Std,H_2} \cdot M_{H_2}}{\left(Q_{Std,CH_4} \cdot \frac{2}{\phi} + Q_{Std,H_2} \cdot \frac{1}{2 \cdot \phi}\right) \cdot 4.762 \cdot M_{air}} \quad (B-26)$$

$$\left(Q_{Std,CH_4} \cdot \frac{2}{\phi} + Q_{Std,H_2} \cdot \frac{1}{2 \cdot \phi}\right) \cdot 4.762 \cdot M_{air} = M_{air} \cdot Q_{Std,Air} \quad (B-27)$$

$$\phi = \left(2 \cdot Q_{Std,CH_4} + \frac{Q_{Std,H_2}}{2}\right) \cdot \frac{4.762}{Q_{Std,Air}} \quad (B-28)$$

L'équation (B-28) a été utilisée pour calculer la richesse à toutes les conditions expérimentales étudiées.